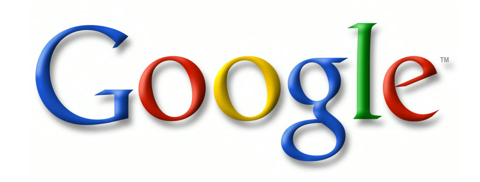
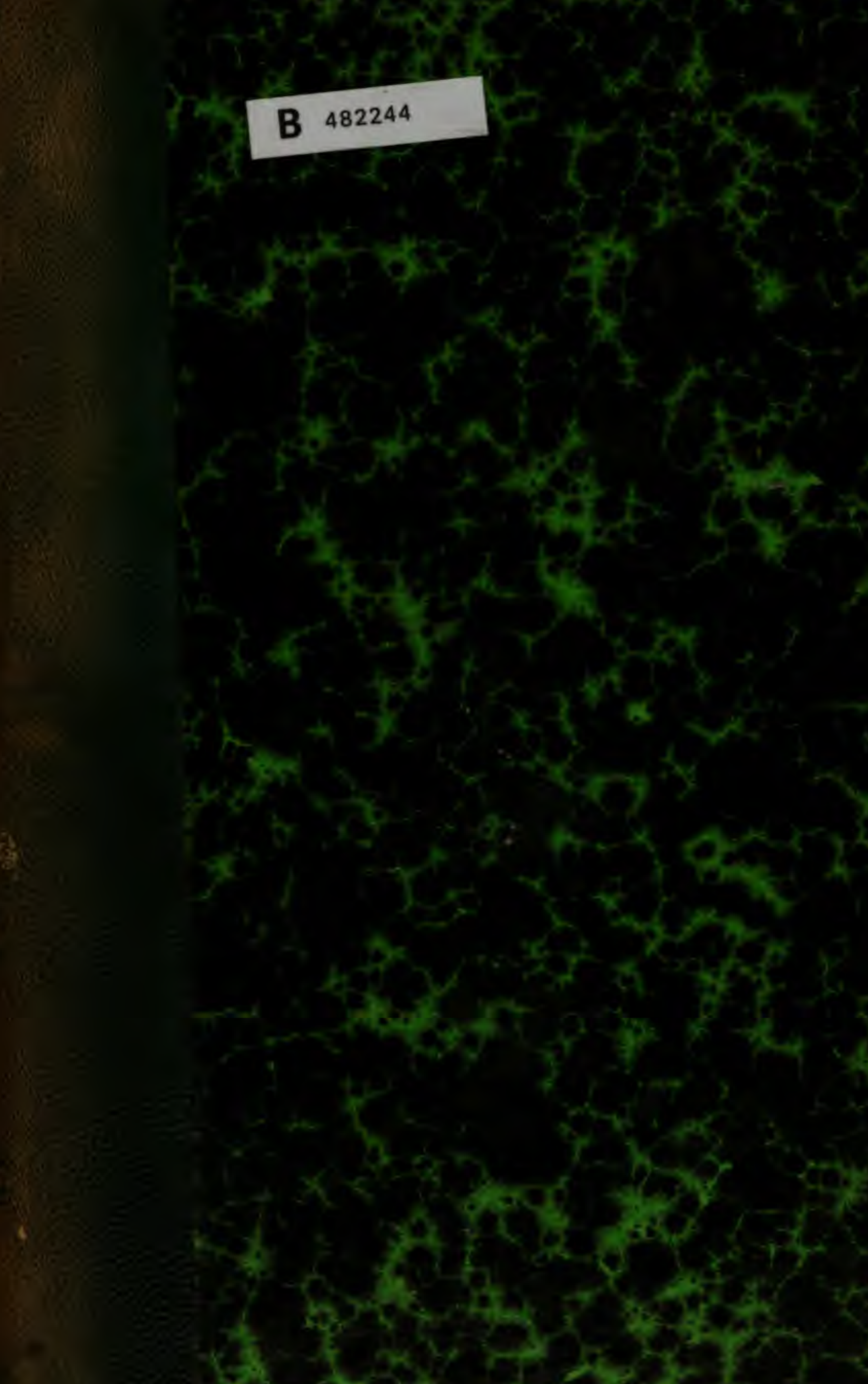



B 482244



1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
CIRCUMSPICE



# SOCIÉTÉ FRANÇAISE

# DE PHYSIQUE

ANNÉE 1910.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES

# BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE

PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

---

**ANNÉE 1910.**

---

PARIS,

AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,

44, RUE DE RENNES, 44.

—

1910

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

## QUELQUES EXPÉRIENCES SUR LA PRESSION DE LA LUMIÈRE (1) ;

Par M. J.-H. POYNTING.

Les premiers essais pour mettre en évidence la pression de la lumière ont été faits au XVIII[e] siècle par les philosophes qui acceptaient la théorie que la lumière se compose de corpuscules matériels projetés par la source lumineuse. Pour ces philosophes, c'était une conclusion naturelle, que le bombardement d'un corps par les corpuscules qui composeraient la lumière exerce une poussée en arrière ; et, d'après leur théorie, la pression par centimètre carré devait être égale à deux fois l'énergie cinétique des corpuscules par centimètre cube, — ce qui est deux fois la valeur réelle de la pression actuellement mesurée. Si ces anciens expérimentateurs avaient su calculer la densité de l'énergie cinétique dans le faisceau lumineux à l'aide de la chaleur développée par un corps absorbant, ils auraient compris combien la pression cherchée était petite, et ils n'auraient pas été étonnés du peu de succès de leurs efforts.

Le premier essai pour démontrer que *les ondes* exercent une pression a été fait par Euler en 1746 (2). Je pense que son raisonnement ne s'appuie pas sur des preuves convaincantes, et le peu d'attention que sa théorie a reçu n'est pas surprenante. Mais, il n'est pas sans intérêt maintenant d'observer qu'il croyait que la pression de la lumière du Soleil sur les petites particules d'une comète les repoussait du Soleil, et formait ainsi la queue de la comète.

Depuis Euler en 1746 c'est Clerk-Maxwell qui, en 1874 (3), donna la première théorie définitive et raisonnable en prouvant que la lumière exerce une pression sur une surface quelconque, en tombant sur elle.

(1) Conférence faite le 31 mars 1910.
(2) *Hist. de l'Acad. Roy. des Sciences et Belles-Lettres*, Berlin, 1746, p. 117.
(3) *Electricity and Magnetism*, vol. II, § 792.

Il démontra que, si la lumière se compose d'ondes électromagnétiques, elle doit exercer sur une surface sur laquelle elle tombe normalement une pression par centimètre carré égale à l'énergie contenue dans 1 centimètre cube du faisceau. En d'autres termes, la pression égale la densité de l'énergie.

Peu après, Bartholi [1], par une application de la thermodynamique, démontra que des ondes du type lumière doivent exercer une pression. La preuve ne dépend d'aucune hypothèse particulière sur leur nature.

Sir Joseph Larmor [2] a mis cette preuve sous une forme aussi précise que simple, et je me propose de prouver, par sa méthode, comment la radiation issue d'une source doit presser contre elle.



Fig. 1.

Soit A (*fig.* 1) un centimètre carré en repos, qui émet un faisceau de radiation avec énergie E par centimètre cube selon la normale sur A. Soit AC (égal à U), la distance traversée en chaque seconde, et soit $n$ le nombre d'ondes issu par seconde qui occupent l'espace AC. La longueur de chaque onde est $\lambda$, si bien que $n\lambda = U$. L'énergie en AC égale EU.

Maintenant, supposons que A soit amené en avant avec une vitesse $v$, de sorte que dans une seconde il parcourt une distance AB égale à $v$ (*fig.* 2).



Fig. 2.

Les $n$ ondes émises par seconde sont maintenant comprises dans la longueur BC égale à $U - v$, et, si la longueur d'ondes actuelle est $\lambda'$, nous avons :

$$n\lambda' = U - v.$$

Mais

$$n\lambda = U,$$

(1) *Exner Repertorium der Physik*, XXI, 1885, p. 198.
(2) *Encyclopædia Britannica*, XXXII : *Radiation*.

et ainsi

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{(U - v)}{U}.$$

Maintenant, nous supposerons que l'amplitude des ondes émises est la même, que A soit en repos ou en mouvement. Avec des ondes du type lumière, la densité de l'énergie est en raison inverse du carré de la longueur d'ondes quand l'amplitude est la même.

Donc, si E′ est la densité de l'énergie dans le train BC,

$$E' = \frac{E\lambda^2}{\lambda'^2} = \frac{EU^2}{(U - v)^2},$$

et l'énergie par longueur U — $v$, c'est-à-dire en BC, égale

$$E'(U - v) = \frac{EU^2}{U - v}.$$

Maintenant, nous ferons une supposition de plus, c'est que A verse la même quantité d'énergie qu'il soit en repos ou en mouvement, c'est-à-dire que le flux de son énergie ne dépend que de sa température.

Donc, A émet EU par seconde. Puisque BC contient $\frac{EU^2}{U - v}$, et que A a versé seulement EU, il faut qu'une quantité additionnelle d'énergie

$$\frac{EU^2}{U - v} - EU^2 \qquad \text{qui est égale à} \qquad \frac{EUv}{U - v}.$$

soit donnée, d'une façon ou d'une autre, au faisceau par le mouvement de A. Cette énergie ne peut être donnée, à moins qu'il y ait une force qui fasse résistance au mouvement de A, c'est-à-dire que *le faisceau, en sortant de* A, *doit presser contre* A.

Si la pression est P,

$$Pv = \frac{EUv}{U - v}$$

et

$$P = \frac{EU}{U - v}.$$

Si $v$ égale zéro (c'est-à-dire si A est en repos) :

$$P = E \text{ (la densité de l'énergie).}$$

En négligeant le carré de $\frac{v}{U}$, nous aurons :

$$P = E\left(1 + \frac{v}{U}\right).$$

où P est un peu plus grand quand A avance, et un peu plus petit quand A recule.

La radiation presse en arrière contre la source d'où elle sort, et, conséquemment, la source presse en avant contre le milieu. Autrement dit, elle donne au milieu une quantité de mouvement égale à P par seconde. Cette quantité de mouvement donnée par seconde est répandue sur une longueur U, de sorte que la quantité de mouvement, par centimètre cube des ondes, égale :

$$\frac{P}{U} = \frac{E}{U}.$$

Cette quantité de mouvement est portée en avant par le faisceau, et, quand la lumière tombe sur une surface, la quantité de mouvement se rend à la surface, c'est-à-dire que la lumière presse contre une surface qui la reçoit.

En considérant le cas d'un réflecteur parfait, il est aisé de démontrer que, pour que l'on puisse se rendre compte de l'énergie additionnelle dans le faisceau réfléchi, quand la surface avance, il est nécessaire que le faisceau presse contre elle avec une force P = E.

Le raisonnement est tout à fait semblable à celui que je viens d'indiquer pour évaluer la pression contre la source.

Il est un peu plus difficile d'établir ce qui se passe dans le cas plus général, quand la source rayonne dans toutes les directions, mais la pression peut s'évaluer toujours par une modification de la même méthode.

Ainsi nous arrivons à la conception d'un faisceau de lumière comme porteur d'une quantité de mouvement. Il reçoit une quantité de mouvement de la source. Il porte cette quantité à travers l'espace, et il la livre à un corps quelconque qui l'absorbe.

Les ondes lumineuses, donc, possèdent une quantité de mouvement aussi certainement que les corpuscules lumineux des théories de nos ancêtres. Mais cette quantité n'est que la moitié de celle qu'il faudrait attribuer aux corpuscules.

Ce n'est pas mon intention aujourd'hui de décrire les belles expé-

riences de Lebedef [1] et de Nichols et Hull [2]. Il suffit de dire qu'ils ont vérifié la théorie en dirigeant un faisceau de lumière sur un disque suspendu, et qu'ils ont prouvé, avec une exactitude surprenante, que la force avec laquelle le disque était pressé en arrière égalait l'énergie par centimètre de la longueur du faisceau, — surprenante si nous nous rappelons que l'énergie par centimètre cube de pleine lumière du soleil, et aussi la pression qu'il exerce, n'est jamais plus que $\frac{6}{10^5}$ d'un milligramme, ou environ 6 grammes par hectare.

Les deux grandes difficultés que l'on rencontre pour mesurer une pression si petite sont les courants de convection et l'action radiométrique. Lebedef suspendait son disque dans un vide si poussé que les courants de convection n'existaient plus, et que l'action radiométrique commençait à disparaître.

MM. Nichols et Hull opéraient avec une pression beaucoup plus grande, une pression de 1 ou 2 centimètres de mercure, cette région remarquable où les courants de convection cessent à peu près, tandis que l'action radiométrique est à peine commencée.

Je désire vous décrire quelques expériences faites par mon collègue, le Dr Barlow, et moi, dont quelques-unes ont été suggérées par l'idée qu'un faisceau de lumière peut être regardé comme un courant de quantité de mouvement.

La première expérience [3] prouve qu'un faisceau, en tombant obliquement sur une surface qui l'absorbe, exerce une force parallèle à la surface.

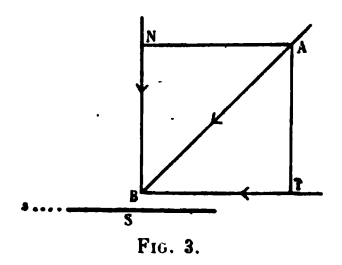



Fig. 3.

Soit AB (*fig.* 3) un rayon de lumière qui tombe obliquement sur

(1) *Annalen der Physik*, 4 folge, Bd 6, 1901, p. 433.

(2) *Proc. American Academy of Arts and Sciences*, XXXVIII, 1903, p. 559.

(3) *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 169.

une surface noire S. Il possède une quantité de mouvement dans la direction AB, et cette quantité est livrée à la surface.

Représentons cette quantité de mouvement par la longueur AB, et décomposons là en NB selon la normale et TB selon la surface. NB presse la surface, mais cette pression n'a pas d'effet si la surface ne peut pas se porter en arrière. Mais, si elle est libre de se déplacer dans son propre plan, TB la fera glisser.

Pour essayer s'il en est bien ainsi, nous avons suspendu deux petits disques, l'un noir, et l'autre argenté. Les disques avaient environ 2 centimètres de diamètre, et la tige qui les portait avait 5 centimètres de longueur. Ils étaient suspendus par un fil de quatre dans une boîte, comme le montre la *fig.* 4, et la pression de l'air avait été réduite à environ 1 centimètre.

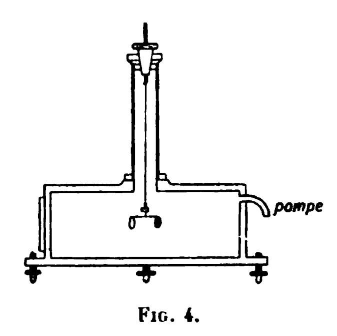



Fig. 4.

Un miroir était fixé à la tige, et on regardait l'image de l'échelle dans une lunette.

Quand on dirigeait un rayon de lumière, provenant d'une lampe Nernst sur le disque noir à 45°, il tournait d'un angle à peu près égal à celui calculé d'après l'énergie et la quantité de mouvement dans le faisceau. On évalua cette énergie en faisant tomber le faisceau sur une lame d'argent de poids connu. La lame avait été noircie pour absorber la lumière, et on observait la vitesse avec laquelle sa température montait. Quand le faisceau était dirigé sur la surface argentée, elle se mouvait à peine. Car, quoique le faisceau incident lui donnât une poussée en avant, le faisceau réfléchi donnait une poussée égale en arrière.

Mais cette forme de l'expérience, si simple qu'elle soit en théorie, est très difficile en pratique, à cause de perturbations produites par la convection et par l'action radiométrique. A moins que les deux

disques ne soient parfaitement verticaux, et que la normale par le centre de chacun d'eux ne passe exactement par l'axe de suspension, il est très possible que les perturbations tournent l'appareil, d'une façon ou d'autre, et plus que ne le ferait la force due à la lumière. L'appareil exige une construction très précise et un réglage très soigné.

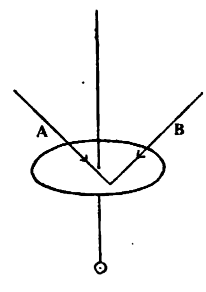



FIG. 5.

Nous avons fait l'expérience sous une autre forme d'une exécution plus facile [1]. Nous avons suspendu un disque noir (*fig.* 5), d'un diamètre d'environ 5 centimètres, par un fil de quartz, de façon que le disque soit horizontal. On le mit dans une boîte vitrée, et la pression de l'air était de 1 ou 2 centimètres.

Quand un faisceau de lumière A était ainsi dirigé à 45° sur une petite étendue près de la circonférence du disque, la force lumière parallèle à la surface tendait à le tourner. Mais la surface s'échauffait par la lumière, et les courants de convection et l'action radiométrique entraient en jeu.

A moins que le disque ne soit parfaitement horizontal, ces forces tendent aussi à faire tourner le disque, et la direction de ce mouvement dépend de la direction de la pente.

Nous avons observé l'angle total dû à l'action de l'air échauffé et à la force lumière horizontale.

Puis, nous avons dirigé le même faisceau sur le même espace à 45° de l'autre côté de la normale (B, *fig.* 5). La quantité de chaleur absorbée était la même. Donc, l'action de l'air échauffé était la même en grandeur et en direction. Mais la force lumière horizontale s'était renversée. Donc, la différence des deux écarts était le double de celui dû à la force lumière d'un seul faisceau.

---

[1] *Nature*, vol. LXXV, 1906, p. 91.

Cette méthode nous a donné des résultats très constants, n'importe où que le faisceau tombât sur le disque, même lorsque l'action de l'air échauffé surpassait plusieurs fois celle de la lumière. La force, attribuable à la lumière, se trouva à peu près égale à celle calculée d'après l'énergie dans le faisceau.

Nous mesurions encore celle-ci en la faisant tomber sur un disque d'argent noirci et en mesurant l'échauffement du métal par seconde.

Une autre expérience peut être expliquée par un modèle.

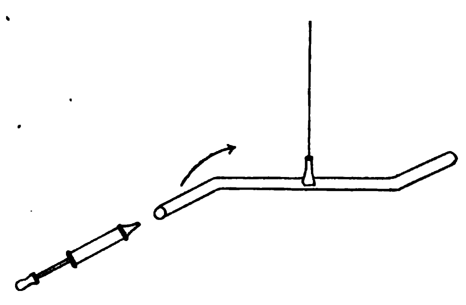


Fig. 6.

Voici un tuyau courbé (*fig.* 6) suspendu de façon à être dans un plan horizontal. Si je souffle un courant d'air à travers le tuyau, il doit faire tourner les angles. En faisant tourner chaque angle, il presse vers l'extérieur et par conséquent, le tuyau se met à tourner. Le même effet justement s'observe si nous changeons la direction d'un courant de lumière, et la *fig.* 7 montre comment on peut réaliser l'expérience [1].

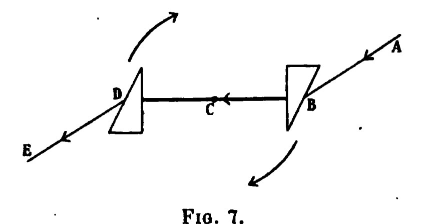



Fig. 7.

La figure représente en plan deux petits prismes de verre aux bouts d'une tige suspendue par un fil de quartz dans une boîte où l'on a fait le vide. Le rayon est dévié deux fois puis il sort parallèlement

[1] *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 404.

à sa direction primitive. Quand la direction de son mouvement primitif vient à changer, une force est exercée vers l'extérieur contre le prisme aussi certainement que s'il y avait un courant de matière.

En envoyant un rayon de lumière à travers les prismes disposés de cette manière, nous avons trouvé qu'ils tournaient, et que, à quelques centièmes près, le déplacement était égal à celui que l'on peut calculer d'après l'énergie et la quantité de mouvement contenues dans le faisceau.

Cette expérience est intéressante parce qu'elle sert à faire comprendre un fait que je me bornerai à indiquer sans démonstration (1).

Quand un rayon tombe sur un milieu réfringent plus dense, la force exercée sur le milieu réfringent due au changement de direction est dirigée vers l'extérieur, le long de la normale, et de cette manière on obtient un couple agissant sur les deux prismes.

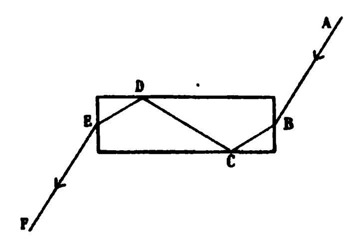



Fig. 8.

Une autre forme de l'expérience (2) est expliquée par la *fig.* 8. Un petit bloc de verre rectangulaire était suspendu comme auparavant dans la boîte où on fait le vide, et un rayon de lumière était envoyé à travers le bloc, comme dans la figure. Le bloc, lui aussi, se mettait à tourner. Comme je l'ai dit, la force à l'entrée est dirigée selon la normale, et par conséquent son moment par rapport à l'axe de suspension est nul. De même pour le moment à la sortie. Donc, les forces produisant le couple sont produites aux deux points de réflexion totale à l'intérieur.

Dans chacune de ces deux expériences, nous pouvons raisonner de la manière suivante : Un courant de quantité de mouvement se propage parallèlement à lui-même, et cela ne peut se faire qu'au moyen d'un

(1) *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 401.
(2) *Loc. cit.*, p. 402.

couple. Le système suspendu fait agir ce couple sur la lumière, et la lumière fait agir un couple égal et contraire sur le système suspendu.

Dans les expériences de Lebedef et de Nichols et Hull, et dans les expériences que je viens de décrire, on cherche la pression de la lumière contre un corps sur lequel elle tombe.

Mais, dans l'essai que je faisais pour prouver que la lumière transporte une quantité de mouvement, je suis arrivé à la conclusion que la lumière, ou, plus généralement, le rayonnement, presse sur la source dont il sort.

La dernière expérience que je décrirai est celle par laquelle nous avons réussi à prouver l'existence de cette pression [1].

Comme un canon recule en sens contraire du projectile qu'il lance, de même un corps lumineux recule devant la lumière qu'il émet.

L'expérience est nécessairement un peu indirecte, parce que nous ne pouvons par produire la chaleur à l'intérieur du corps lui-même. Seulement nous pouvons l'échauffer en faisant tomber un rayonnement sur lui. L'énergie radiante se convertit en chaleur, la température du corps monte, et puis, la chaleur sort de nouveau sous la forme d'un rayonnement.

Supposons qu'un rayonnement tombe sur une surface d'une lame noircie sur les deux faces, il échauffe la lame. Si elle est très mince, elle est à peu près à la même température partout. En régime permanent, elle émet toute l'énergie incidente, moitié sur une face moitié sur l'autre. Donc, les pressions des rayonnements sortants sont égales et contraires, et ne produisent aucun effet. Ainsi, nous n'avons que la pression, soit P, du rayonnement incident.

Maintenant, prenons une lame noire d'un côté, et parfaitement réfléchissante de l'autre, et faisons tomber un rayonnement sur le côté noir. Au régime permanent de température, la lame émet autant de rayonnement qu'elle en reçoit. Mais le côté postérieur est un réflecteur parfait, et, par suite, n'émet point de rayonnement. Donc, tout le rayonnement est émis par la surface antérieure. S'il était émis entièrement selon la normale, il produirait une pression P égale à celle de la lumière incidente. Mais il sort dans toutes les directions selon la loi des cosinus, et il est aisé de prouver qu'il ne produit qu'une pression égale à $\frac{2}{3}$ P.

---

[1] *Proc. Roy. Soc.*, Bakerian Lecture, March 17, 1910.

C'est pourquoi la pression totale est $\frac{5P}{3}$.

Dans l'expérience, nous avons employé quatre disques préparés comme suit : noir et noir, noir et argenté, argenté et argenté, argenté et noir.

Les pressions sur ceux-ci devraient être :

$$P, \quad \frac{5P}{3}, \quad 2P, \quad 2P,$$

supposé que le noir soit parfaitement noir et l'argent parfaitement réfléchissant ; mais aucune de ces suppositions n'est permise.

Et puis, bien que nous ayons suspendu les disques dans un flacon dans lequel on a fait le vide aussi parfait que possible, il y avait une petite action radiométrique due au gaz résiduel, et cette action était plus grande sur le disque noir-noir, et tendait à le presser en arrière.

Les disques étaient faits d'une couche d'asphalte fondu et pressé entre deux lames minces circulaires, de verre. Ils étaient d'un diamètre de $1^{cm},2$ et d'une épaisseur d'un dixième de millimètre. L'épaisseur de l'asphalte était aussi environ d'un dixième de millimètre.

Les surfaces argentées se faisaient en déposant de l'argent d'une cathode d'argent.

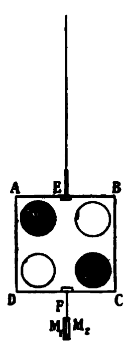



Fig. 9.

Puis, les disques furent fixés dans des trous dans une lame de mica, comme on voit dans la *fig.* 9, le centre de chacun étant à 1 centimètre de l'axe. Enfin, nous les avons suspendus dans un flacon dans lequel le vide était poussé aussi loin que possible.

Il n'est pas nécessaire de vous expliquer ici tous les détails de la méthode employée pour faire le vide. Il suffit de vous dire que le flacon (*fig.* 10) a été rempli d'oxygène et vidé plusieurs fois, qu'il a été scellé en $S_2$, et vidé définitivement en entourant le ballon $C_2$, qui contient du charbon, d'air liquide bouillant.

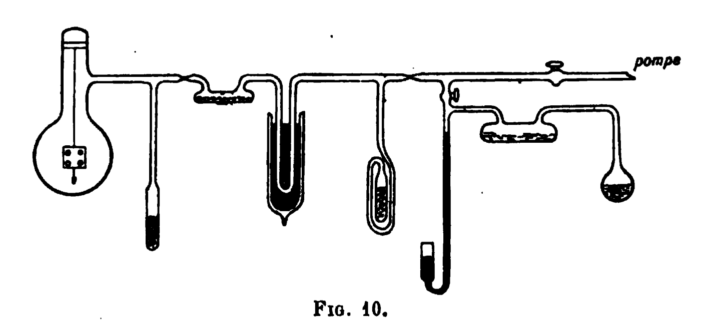



Fig. 10.

La *fig.* 11 représente l'appareil en plan. S est une lampe, $L_1$ une lentille. La lentille $L_2$ forme une image de $L_1$ sur le disque. B est une lampe et C une échelle permettant de mesurer le déplacement par réflexion du miroir M (*fig.* 9). La force correspondante a été calculée au moyen du temps d'oscillation et du moment d'inertie.

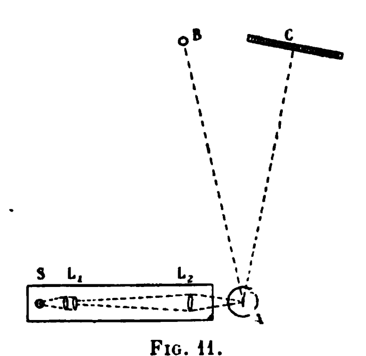



Fig. 11.

L'énergie du faisceau incident, qui était maintenue toujours constante, a été mesurée en le faisant tomber sur une lame d'argent noircie, et cette énergie était telle qu'elle devait produire, sur une surface entièrement absorbante, une pression donnant 13,6 divisions sur l'échelle. Les résultats d'un nombre d'expériences ont été les suivants :

Les nombres, dans la première ligne, sont calculés en supposant un pouvoir réfléchissant par N de 5 0/0 et par A de 95 0/0 :

| | NN | $NA_{stét}$ | AA | $AN_{stét}$ |
|---|---|---|---|---|
| Calculé.......... | 14,3 | 22,0 | 26,5 | 26,1 |
| Observé.......... | 16,1 | 22,3 | 28,7 | 28,0 |

Sans perturbation par le gaz résiduel, nous aurions dû trouver les valeurs calculées.

Je ne doute pas que l'action radiométrique, qui atteint une valeur maximum avec le disque noir-noir, ne soit la cause de l'excès de 16,1 sur 14,3.

Mais j'espère que nous sommes d'accord, que les résultats prouvent définitivement que le rayonnement issu de la surface noire du second disque le presse en arrière.

S'il n'y avait pas de pression de cette sorte, la force sur ce disque-là serait la même que celle sur le premier disque. Mais les expériences démontrent qu'elle est 1,4 fois de celle sur le premier disque et 0,8 fois celle sur le disque argent-argent, et ce dernier résultat s'accorde étroitement avec la théorie.

En somme, il nous est permis d'affirmer que la lumière reçoit une quantité de mouvement de la source dont elle sort, qu'elle porte cette quantité de mouvement avec elle à travers l'éther (ou quel que soit le milieu qui ondule), et qu'elle la livre à n'importe quelle surface sur laquelle elle tombe.

Les forces dues à la pression de la lumière sont si minimes, de l'ordre d'un cent millième de *dyne* dans les expériences que je viens de décrire et les perturbations dues au gaz, même dans le meilleur vide, sont si grandes qu'il faut des années de pratique pour vaincre les difficultés et pour produire des résultats certains et décisifs.

Ici, sur la surface de notre terre, et dans notre atmosphère, la pression de la lumière est peu de chose. Mais, dans l'espace entre le Soleil et ses planètes, où il y a un vide beaucoup plus poussé que tous ceux que nous savons produire, elle a un libre essor, et elle peut produire sur les corps petits de grands effets à travers les âges, mais négligeables dans le cas de grands corps comme notre Terre.

La pression entière de la lumière du Soleil sur la Terre n'est que 70.000 tonnes. Cela paraît grand, mais la gravitation due au Soleil est quarante trillions de fois plus grande.

Pourtant, si le rayon du corps soumis à l'action de la lumière est

réduit, la raison de la pression-lumière à la gravitation monte en proportion, de sorte que, sur une sphère d'un diamètre de quarante trillionième de celui de la Terre, c'est-à-dire d'environ $\frac{3}{10^5}$ centimètres et de la même densité que la Terre, la pression de la lumière égalerait la gravitation. Si la sphère était encore plus petite, la pression de la lumière serait plus grande que la gravitation, et pousserait la particule hors du système solaire.

Et voilà une des explications des queues des comètes.

Mais je voudrais appeler votre attention sur l'action de la lumière solaire sur des particules un peu plus grandes, des particules telles que celles qui révèlent leur existence par leur mort dans notre atmosphère sous la forme d'étoiles filantes.

Supposons qu'une telle particule, de diamètre, disons de 1 centimètre, de la densité de la Terre, et noire de façon à absorber la lumière solaire entièrement, fasse le tour du Soleil à la même distance que la Terre. La gravitation sera opposée à la pression-lumière, et la vitesse de la particule nécessaire pour la maintenir dans son orbite sera plus petite que celle de la Terre, de sorte qu'elle demandera 36 minutes de plus pour compléter sa révolution, ou bien encore son année sera de 36 minutes plus longue que la nôtre.

Plus la particule est petite plus l'effet est grand. C'est pourquoi une particule d'un diamètre d'un millième de 1 centimètre exigera 36.000 minutes, ou 60 heures, ou deux jours et demi de plus par an.

Un autre effet de la pression de la lumière est qu'elle donne lieu à une force qui s'oppose au mouvement de la particule.

La particule est échauffée par le Soleil, et, à la distance de la Terre, sa température serait à peu près la même que la température moyenne de la surface de la Terre, soit 300° absolus, ou 27° C. ; donc, elle émet du rayonnement de tous les côtés. Mais les ondes de devant sont plus courtes, tandis que celles de derrière sont plus longues, comme le montre la *fig.* 12, dans laquelle les points représentent les positions successives de la particule et les cercles, les ondes successives émises. Ainsi, il y a plus d'énergie par devant que par derrière, plus de pression contre la surface antérieure que contre la surface postérieure ; donc, une force qui empêche le mouvement. L'accélération due à cette force est en raison directe de la vitesse, et en raison inverse du rayon de la particule. Il s'ensuit que la parti-

cule perd de l'énergie. Elle en rayonne plus qu'elle en reçoit, et elle se transporte vers le Soleil.

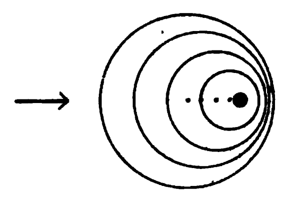


Fig. 12.

Une sphère de la densité de la Terre, noire afin d'absorber la lumière du Soleil totalement, et d'un diamètre de 1 centimètre, s'approchera du Soleil de 1.640 mètres pendant la première année. Ce mouvement continuera, et je calcule que, dans quarante-cinq millions d'années environ elle parviendra au Soleil.

Avec des particules plus petites, l'action est plus rapide, et une particule d'un diamètre du millième de 1 centimètre, en mouvement d'abord presque dans un cercle à la distance de la Terre, décrira une spirale qui finira sur le Soleil en quarante-cinq mille ans à peu près.

Le Soleil a horreur de la poussière. Avec la pression de sa lumière il repousse les particules les plus fines loin de son système. Avec sa chaleur il échauffe les particules plus grandes. Celles-ci rendent cette chaleur, et avec elle une partie de l'énergie qui les met à même de résister à son attraction.

Peu à peu, il les tire vers lui-même, et enfin elles tombent sur le Soleil. Elles sont brûlées. Elles cessent d'avoir une existence séparée.

---

## SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES AUX BASSES TEMPÉRATURES ET LE DÉVELOPPEMENT DE LA THERMODYNAMIQUE (1);

Par M. W. NERNST.

Il y a quelques années, j'ai établi un nouveau théorème de thermodynamique, qui permet de calculer la constante d'intégration que le second principe laisse indéterminée, lorsqu'on l'applique à un système quelconque.

(1) Conférence faite le 1er avril 1910.

Comme le nouveau théorème formule une loi limite, valable avec d'autant plus de rigueur que la température est plus basse, il apparut comme nécessaire d'étendre aux très basses températures la connaissance des grandeurs thermiques, telles que les fournit, par exemple, la thermochimie.

Il suffit pour cela, d'après une formule simple que Kirchhoff a tirée du principe de l'énergie, de mesurer les chaleurs spécifiques.

En effet, on a :

$$\frac{dU}{dT} = C_1 - C_2,$$

où $C_1$ et $C_2$ sont les capacités calorifiques avant et après le changement considéré.

J'ai été ainsi amené à étudier les chaleurs spécifiques des corps solides et liquides aux basses températures. C'est de ces recherches que je voudrais d'abord donner un bref compte rendu ; les mesures ont été exécutées dans la section thermodynamique de mon laboratoire, dirigée par le Dr Robert Goldschmidt et par moi.

## I

Un instrument qui se montra très commode pour ce genre de mesures fut un calorimètre en cuivre dont la température était déterminée au moyen d'éléments thermoélectriques, et dont voici la description sommaire :

Il consiste en un bloc de cuivre, d'un poids de 400 grammes, environ, percé dans le sens de sa longueur d'une cavité destinée à recevoir la substance échauffée ou refroidie. Par suite de sa grande conductibilité thermique, ce bloc garde pratiquement en tous ses points la même température, de sorte qu'il est inutile de se servir d'un agitateur, comme dans les calorimètres à liquide, et comme il est naturellement impossible de le faire ici. Pour assurer un meilleur isolement thermique, le calorimètre se trouve dans un vase de Dewar D ; sa température est mesurée par des éléments thermoélectriques.

La disposition générale de l'appareil est reproduite sur la *fig.* 1. K représente le calorimètre, T les thermoéléments dont les soudures inférieures sont situées dans de petits tubes de verre enfoncés dans la paroi du calorimètre. Afin d'assurer de meilleurs échanges

thermiques, on a noyé ces tubes dans de l'alliage de Wood, et on les en a remplis à l'intérieur.

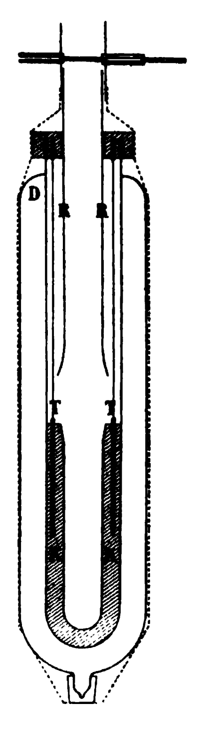



Fig. 1.

Les autres soudures se trouvent également dans un bloc de cuivre, qui ferme le vase de Dewar à sa partie supérieure. Au travers de ce bloc, passe un tube de verre R qui sert à introduire la substance à étudier, et peut être fermé en haut par une trappe. Le thermomètre était constitué par dix éléments fer-constantan dont la force électromotrice était mesurée au moyen d'un millivoltmètre de Siemens et Halske. Comme on peut faire sur ces instruments des lectures très précises, on s'en est servi au lieu d'un galvanomètre à miroir.

Le vase de Dewar se trouve dans un bain à température constante, constitué en général par de la glace ou de la neige carbonique. Comme le bloc de cuivre supérieur, dont la température devait rester constante, se trouvait naturellement à l'intérieur du bain, et que l'étanchéité présentait des difficultés, on a entouré tout l'appareil

d'une enveloppe imperméable en tôle de cuivre mince soudée convenablement et resserrée en haut comme le montre la figure. C'est M. Koref qui nous a conseillé ce dispositif extrêmement simple et pratique.

Les substances à étudier se trouvaient dans un récipient d'argent à parois minces, qui ne pesait que quelques grammes et avait par conséquent une faible capacité calorifique. Afin de connaître exactement la température avant l'introduction dans le calorimètre, on a placé un thermoélément T dans un petit tube d'argent A soudé au milieu du récipient (*fig.* 2). Un gros bloc de cuivre chauffé électri-

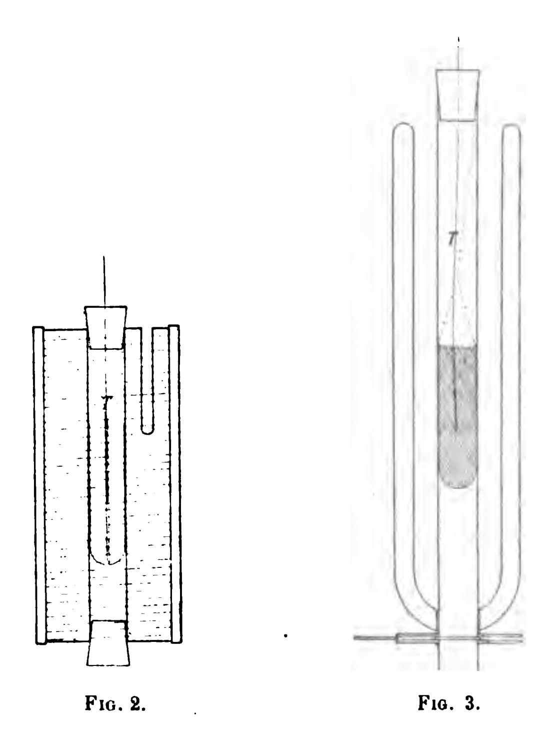



Fig. 2. Fig. 3.

quement servait à échauffer la substance. Pour obtenir des températures plus basses que celles du calorimètre on s'est servi d'un vase de Dewar en quartz, rempli d'eau liquide ou de neige carbonique et traversée, comme le montre la *fig.* 3, par un tube de quartz ouvert aux deux bouts. Une fois l'équilibre de température établi, on plaçait au-dessus du calorimètre les appareils qu'on vient de décrire,

on ouvrait le couvercle, et on laissait glisser dans la cavité, à l'aide d'un fil, le récipient d'argent avec son contenu.

Afin d'éviter qu'il sorte du calorimètre un courant d'air chaud et qu'il se perde ainsi de la chaleur, on a placé au-dessus du récipient d'argent un petit tampon d'ouate qui bouchait exactement l'ouverture de l'appareil.

La température du calorimètre s'élevait en général de deux à trois degrés, correspondant à une déviation de 40 à 60 divisions du millivoltmètre. Comme on pouvait lire le dixième et même le vingtième de division, la mesure des variations de température et par conséquent des chaleurs spécifiques se faisait à quelques millièmes près.

Naturellement il faut étalonner l'appareil à l'aide d'une substance de capacité calorifique connue ; à cet effet, on a choisi pour les hautes températures l'eau, et pour les basses le plomb, dont les chaleurs spécifiques sont très bien connues. Pour rendre les mesures indépendantes d'une variation de sensibilité du galvanomètre ou de toute autre cause d'erreur, on recommençait souvent l'étalonnage ; même des erreurs possibles dans l'évaluation de la température de la substance, avant son introduction dans le calorimètre, étaient éliminées en grande partie par le fait qu'on déterminait en réalité des chaleurs spécifiques relatives. Le principal avantage de ce dispositif est qu'il peut être porté aux températures les plus différentes ; l'appareil fonctionnait particulièrement bien dans un bain de neige carbonique.

Cet appareil a été construit par M. Lindemann et moi. M. Lindemann, puis M. Koref ont effectué des mesures sur un grand nombre de substances. Mais naturellement on n'obtient par cette méthode que des valeurs moyennes, s'étendant sur un assez grand intervalle de température. Si l'on veut être renseigné sur les valeurs des chaleurs spécifiques vraies, surtout aux basses températures, il faut chercher une autre méthode. C'est une telle méthode que le Dr Eucken a élaborée, il y a quelque temps, sur mon conseil, et que j'ai utilisée avec l'aide de mon collaborateur, M. Pollitzer.

Le principe en est simple : la substance à étudier sert elle-même de calorimètre, et l'on élève sa température de quelques degrés, à l'aide d'un fil de platine auquel on fournit une quantité connue d'énergie électrique ; cette élévation de température est mesurée à l'aide du même fil de platine, servant de thermomètre à résistance.

Le dispositif expérimental est représenté sur la *fig.* 4 : K est le

calorimètre proprement dit. Il est suspendu par les deux fils de connexion à l'intérieur d'un vase en forme de poire où l'on a fait un vide aussi parfait que possible à l'aide d'une pompe Gaede, et puis, en général, au moyen de charbon de bois plongé dans l'air liquide, et chauffé au préalable très fortement dans le vide.

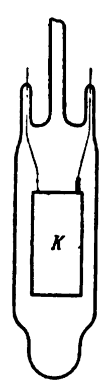



FIG. 4.

En général, la résistance du fil, en platine le plus pur d'Heraeus, était de quelques centaines d'ohms à 0°. On l'étalonnait jusqu'à — 80°, au moyen du thermomètre à air, et pour les très basses températures, à l'aide du thermomètre à oxygène, de Stock, qui est parfait pour cet usage, et dont les indications sont devenues très sûres depuis que Travers et Kammerlingh-Onnes ont mesuré avec exactitude la pression de vapeur de l'oxygène. Des tableaux donnant la variation de la résistance avec la température ont été calculés à partir des données de l'étalonnage, grâce aux travaux approfondis de Kammerlingh-Onnes.

La réussite des expériences dépend en première ligne de la perfection du vide ; s'il se produit une fuite pendant les mesures, elle peut entraîner des erreurs notables. Il est donc absolument nécessaire de contrôler le vide à l'aide d'un tube de Geissler. Si l'on veut se servir de la méthode décrite ici, il faut faire bien attention à ce point et surtout utiliser des appareils qui donnent un vide aussi parfait que possible. On peut cependant remarquer qu'aux très basses températures le rayonnement, et par conséquent les échanges de chaleur du calorimètre avec l'extérieur, deviennent de plus en plus petits, et qu'on peut donc rendre la méthode extraordinairement

exacte. Dans le présent travail, nous n'avons d'abord cherché qu'une précision de 1 0/0, mais l'expérience montra bientôt qu'on peut aller beaucoup plus loin.

Comme calorimètres, nous nous sommes servis des trois formes suivantes :

Grâce à leur grande conductibilité calorifique, les métaux ont pu être utilisés sans aucune enveloppe, simplement sous la forme d'un bloc cylindrique percé d'une cavité où s'introduit une tige du même métal sur laquelle est enroulé le fil de platine.

L'isolement était assuré par du papier mince paraffiné : le très petit espace entre la tige et le bloc était rempli de paraffine. La partie supérieure de la tige était un peu plus large, de sorte qu'on pouvait la forcer à coups de marteau dans la cavité, afin d'améliorer par un bon contact les échanges thermiques (*fig*, 5).

Les substances peu conductrices étaient introduites dans le récipient d'argent représenté sur la *fig*. 6; l'enroulement de platine se trouve sur un tube d'argent soudé à l'intérieur et qui sert en même temps à accélérer les échanges thermiques. L'enroulement était fait

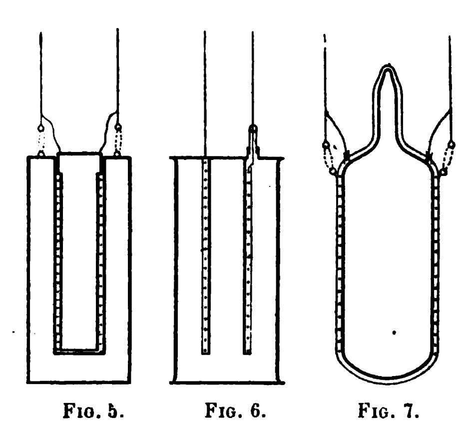


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

comme on l'a dit plus haut, l'isolement assuré par de la cire à cacheter et du papier de soie. Un bout du fil de platine est soudé au vase d'argent, l'autre est isolé par une perle de verre qui bouche complètement un petit tube de platine soudé au récipient. Pour avoir un bon équilibre de température, il est absolument nécessaire d'avoir de l'air à l'intérieur du récipient d'argent ; c'est pourquoi on a soigneusement soudé le couvercle inférieur après avoir introduit la

substance. Lorsque par hasard il se produisait une fuite, elle était mise en évidence par la grande élévation de température du fil de platine pendant la chauffe et par la lenteur extrême avec laquelle s'établissait l'équilibre de température.

La troisième forme (*fig.* 7) a surtout servi aux liquides; elle consiste en un vase de verre où l'on introduit la substance à étudier, puis, comme gaz, de l'hydrogène, et que l'on ferme ensuite à la lampe. Le fil de platine est enroulé autour du vase, et le tout est entouré d'une lame d'argent. L'espace libre entre le verre et cette lame est rempli de paraffine. Comme le verre conduit très mal la chaleur, l'équilibre de température s'établit lentement; cette forme de récipient nécessite donc un très bon vide.

Il sera utile de donner un exemple concernant un bloc de plomb de 400 grammes; avant la chauffe la résistance du fil de platine était constante et égale à 10.853 ohms, ce qui correspond à une température de — 210° ; le fil était chauffé par un courant de 0,1444 ampère sous 1,586 volt pendant 240 secondes. La quantité d'énergie électrique était donc équivalente à 13,13 caloriesgrammes ; immédiatement après la chauffe, la résistance était :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $t =$ | 0 | 5 | 10 | 15 | 20′ |
| $v =$ | 11,325 | 11,260 | 11,260 | 11,260 | 11,260 |

Donc, on le voit, la température du fil et naturellement aussi celle du calorimètre ne change plus cinq minutes après la chauffe, ce qui veut dire qu'il n'y a aucune perte de chaleur ; nous avons donc un calorimètre tout à fait parfait; d'ailleurs la température ne s'est élevée que de 1° environ. Cette valeur est si petite qu'on mesure pratiquement la vraie chaleur specifique à la température de l'expérience.

La représentation graphique des nombres obtenus par Lindemann, Koref et moi montre d'abord une très bonne concordance des deux méthodes, cependant bien différentes; on voit de plus qu'aux basses températures les chaleurs spécifiques tendent nettement vers des valeurs très faibles, ou même vers zéro.

Ceci est en accord avec les anciennes expériences de Behn, Dewar et d'autres; d'ailleurs, j'étais arrivé moi-même, par la considération des courbes de tension de vapeur, au résultat qu'aux basses températures la chaleur spécifique du produit de condensation doit être bien plus petite que celle de la vapeur, tandis que c'est l'inverse qui a lieu à la température ordinaire. J'en ai conclu que les chaleurs

spécifiques des liquides surfondus doivent aussi diminuer notablement aux basses températures. Cette induction s'est trouvée complètement vérifiée pour les trois liquides surfondus que j'ai étudiés : le verre, la benzophénone et le bétol.

Pour avouer franchement, nous n'avons pas mesuré les chaleurs spécifiques pour elles-mêmes, mais pour examiner le nouveau théorème ; un curieux hasard cependant a rendu les chaleurs spécifiques très intéressantes par elles-mêmes. M. Einstein [*Ann. d. Phys.* (4), 22, p. 184], a, il y a trois ans, énoncé une théorie très remarquable des chaleurs spécifiques des corps cristallisés et — sans doute — la même théorie doit s'étendre à tous les corps solides cristallisés et amorphes où les molécules ne sont pas libres et ne peuvent effectuer que des oscillations autour de points fixes ; probablement la théorie sera même applicable aux oscillations qu'effectuent les atomes des gaz complexes.

Cette théorie a peut-être intérêt paticulier dans le pays où j'ai l'honneur de parler; car cette vieille énigme, la règle de Dulong et Petit avec ses exceptions, paraît éclaircie par la formule très simple d'Einstein :

La chaleur atomique :

$$C = 3R \frac{e^{-\frac{a}{T}} \left(\frac{a}{T}\right)^2}{\left(e^{-\frac{a}{T}} - 1\right)^2},$$

où R, la constante des gaz, est égale à 1,985 calorie-gramme; quant à la seule constante inconnue de cette équation $a$, on peut sous certaines conditions en déterminer la valeur par des mesures optiques.

La courbe représentative de cette équation a la forme générale de la *fig.* 8 ; le maximum, qui n'est atteint par le diamant qu'à une température de 1.000° à peu près et par le plomb presque déjà à la température de l'air liquide, est la constante de la règle de Dulong et Petit :

$$3R = 6 \text{ (environ)}.$$

Il était naturellement d'un grand intérêt de vérifier cette formule à l'aide des nouvelles observations ; c'est ce qu'a fait mon assistant, le Dr Magnus. Il a trouvé, comme Einstein l'avait d'ailleurs affirmé

lui-même, que cette formule n'est qu'une approximation, et l'a complétée par un terme correctif :

$$C = 3R \frac{e^{-\frac{a}{T}} \left(\frac{a}{T}\right)^2}{\left(e^{-\frac{a}{T}} - 1\right)^2} + bT^{\frac{3}{2}}.$$

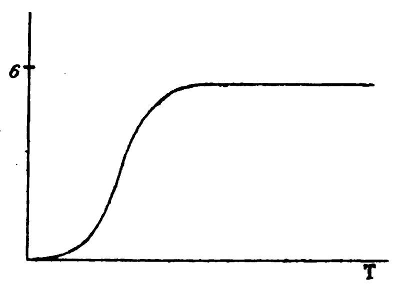



Fig. 8.

Les tableaux suivants montrent l'accord réellement très bon entre l'observation et le calcul, pour un certain nombre de corps (plomb, chlorure de plomb, argent, chlorure d'argent). On peut voir combien l'argent s'écarte aux basses températures de la loi de Dulong et Petit ; le plomb aussi présente une diminution qui s'accélère assez rapidement aux basses températures ; dans ce dernier cas, la formule d'Einstein ne pourra être vérifiée rigoureusement que par des mesures à la température d'ébullition de l'hydrogène liquide.

Pb.

$a = 58, \qquad b = 7{,}8 \cdot 10^{-5}.$

| T | c (calc.) | c (obs.) | Observateur |
|---|---|---|---|
| 62 | 5,58 | 5,63 | Nernst |
| 66 | 5,63 | 5,68 | » |
| 79 | 5,75 | 5,69 | » |
| 93 | 5,84 | 5,76 | » |
| 85-20,5 | 5,17 | 5,80 | Dewar |
| 291-87 | 6,09 | 6,13 | Behn |
| 291-194 | 6,23 | 6,21 | » |
| 373-291 | 6,43 | 6,41 | Magnus |
| 529-289 | 6,60 | 6,61 | » |

AgCl.

$a = 168, \quad b = 22{,}0 \cdot 10^{-5}.$

| T | c (calc.) | c (obs.) | Observateur |
|---|---|---|---|
| 116 | 10,31 | 10,34 | Eucken |
| 207,5 | 11,94 | 11,81 | » |
| 289-85 | 11,50 | 11,75 | Dewar |
| 373-288 | 12,97 | 13,01 | Magnus |
| 523-288 | 13,54 | 13,60 | » |
| 573-288 | 13,73 | 13,72 | » |

$PbCl^2$.

$a = 172, \quad b = 18{,}0 \cdot 10^{-5}.$

| T | c (calc.) | c (obs.) | Observateur |
|---|---|---|---|
| 106,5 | 14,64 | 14,90 | Eucken |
| 205,5 | 17,39 | 17,41 | » |
| 373-288 | 18,55 | 18,52 | Magnus |
| 523-288 | 19,05 | 18,97 | » |
| 573-288 | 19,23 | 19,26 | » |

Ag.

$a = 162, \quad b = 4{,}8 \cdot 10^{-5}.$

| T | c (calc.) | c (obs.) | Observateur |
|---|---|---|---|
| 64 | 3,61 | 3,72 | Nernst |
| 84 | 4,44 | 4,43 | » |
| 86 | 4,50 | 4,40 | » |
| 200 | 5,78 | 5,73 | » |
| 208 | 5,81 | 5.92 | » |
| 291-87 | 5,60 | 5,60 | Behn |
| 291-194 | 5,92 | 5,87 | » |
| 373-288 | 6,13 | 6,08 | Bartoli et Stracciati |
| 780-290 | 6,51 | 6,46 | Magnus |
| 887-290 | 6,61 | 6,64 | » |

II

Nous allons maintenant passer au nouveau théorème de thermodynamique auquel nous avons fait allusion au début.

Pour un grand nombre d'applications physiques et surtout chimiques du principe de Carnot-Clausius, il est commode de l'utiliser sous la forme que lui ont donnée Gibbs et Helmholtz :

$$A - U = T \frac{dA}{dT}, \qquad (1)$$

où A représente l'énergie libre, U l'énergie totale et T la température absolue.

Considérons par exemple le phénomène de fusion : U est alors la chaleur de fusion, et A est donné par l'équation :

$$A = RT \, l. n. \frac{p_1}{p_2}.$$

où $p_1$ est la pression de vapeur du liquide, $p_2$ du solide. La même formule est valable pour les transformations allotropiques, comme celle du soufre monoclinique en soufre rhombique. Considérons encore l'hydratation d'un sel, comme, par exemple, la réaction :

$$CuSO^4 + H^2O = CuSO^4,H^2O ;$$

c'est encore la même formule qui s'applique, si nous appelons $p_1$ la pression de la vapeur de l'eau et $p_2$ la pression de dissociation de l'hydrate. Dans les cas où un phénomène quelconque donne naissance à une force électromotrice E, on sait que A est représenté par la formule très simple :

$$A = 23026 . E.$$

L'examen de la formule (1) attire aussitôt notre attention vers les cas-limites suivants.

1° $U = A$. — Les variations d'énergie totale et libre sont égales. Le coefficient de température de A, et par suite de U, est nul, c'est-à-dire que le phénomène considéré est indépendant de la température, au moins en ce qui concerne ses propriétés thermodynamiques. Réciproquement, si cette dernière condition est remplie, on a $U = A$.

Ce cas est réalisé dans tous les systèmes où n'agissent que des forces de gravitation, ou bien d'origine électrique ou magnétique. L'état de ces systèmes peut être représenté par une fonction des forces indépendante de la température (potentiel) ;

2° $U = o$ et par suite $A = T \frac{dA}{dT}$, c'est-à-dire que A est proportionnel à la température absolue.

La dilatation des gaz parfaits et le mélange des solutions diluées se font suivant cette loi, qui met le plus simplement en évidence l'influence de la température (thermomètre à gaz).

3° Le troisième cas limite, $A = o$, donnerait :

$$U = T \frac{dA}{dT},$$

c'est-à-dire qu'il ne pourrait se produire qu'en un point isolé de température.

Cependant A peut être petit par rapport à U dans un assez grand intervalle de température. Comme alors le coefficient de température de A est considérable, on doit observer dans ce cas une influence très notable de la température (des exemples de ce cas sont la fusion, la vaporisation, la dissociation, en un mot les phénomènes physico-chimiques proprement dits).

Le troisième cas n'est évidemment pas aussi simple et n'a pas donné naissance à des hypothèses aussi importantes que le premier qui a introduit dans la science les forces d'attraction, et le second qui a joué un rôle essentiel dans le développement des théories moléculaires.

Ces considérations nous apprennent que certains cas-limites peuvent se traiter très simplement à l'aide de l'équation exprimant le second principe; mais on peut démontrer aussi facilement qu'il est impossible de calculer A en partant seulement de données thermiques.

En général U sera une fonction de la température, et nous pouvons poser :

$$U = U_0 + \alpha T + \beta T^2,$$

où la signification des coefficients $\alpha$, $\beta$, etc., est donnée par l'équation de Kirchhoff:

$$\frac{dU}{dT} = \alpha + 2\beta T + \ldots = C_1 - C_2, \qquad (2)$$

$C_1$ représente la capacité du système avant la transformation, $C_2$ après la transformation.

Si donc nous connaissons les chaleurs spécifiques des substances réagissantes, nous pourrons calculer U en fonction de la température. Mais nous ne sommes pas en état de calculer de même A, à l'aide des deux principes de la thermodynamique et en partant seulement de données thermiques. En effet, si nous connaissons une solution F (T) de notre équation fondamentale, la solution générale sera de la forme :

$$A = F(T) + CT,$$

où C représente une constance arbitraire.

Le problème reste donc pratiquement tout à fait indéterminé.

Il y a donc ici, dans la thermodynamique telle qu'elle s'est développée jusqu'à ces derniers temps, une lacune d'autant plus sensible, qu'en général U peut se déterminer facilement et avec précision d'après les méthodes de la thermochimie, tandis que l'on ne peut trouver A que dans quelques cas isolés, et, le plus souvent par des voies détournées et difficiles.

Ce sont deux savants de premier ordre, qui, d'une façon absolument indépendante, et dans des domaines tout à fait différents, ont essayé de résoudre ce problème ; et l'on pourrait peut-être dire qu'ils n'ont ni l'un ni l'autre essayé de dénouer le nœud gordien, mais qu'ils l'ont simplement tranché en posant pour toutes les températures :

$$A = U.$$

Cette hypothèse répond d'un coup à toutes les questions ; il semble donc bien qu'elle termine complètement le débat ; mais si cette équation a toute la simplicité du geste d'Alexandre le Grand, elle n'est cependant pas une solution réelle du problème, car elle n'est pas en harmonie avec les faits. Helmholtz, d'une part, et après lui William Thomson ont posé pour la force électromotrice des piles

$$E \,.\, 23\,026 = U,$$

et, d'autre part, Berthelot a identifié l'affinité chimique et la chaleur dégagée, ce qui est le contenu essentiel de son « principe du travail maximum ». Mais déjà le simple fait que l'équation $\frac{dA}{dT} = 0$ ou $\frac{dU}{dT} = 0$, conséquence immédiate de l'hypothèse $A = U$, n'est pas vérifiée, nous apprend que ni la règle de Helmholtz-Thomson, ni le principe de Berthelot ne peuvent être conservés, au moins en toute rigueur. De plus, dans les systèmes gazeux et les solutions étendues, on sait que A dépend de la concentration, tandis que U en est indépendant ; dans ce cas, l'hypothèse $A = U$ n'est plus seulement inexacte, elle devient absolument inapplicable.

On peut néanmoins constater que la différence entre A et U est souvent très petite, surtout aux basses températures, et qu'il y a par conséquent un fond de vérité dans les règles de Berthelot et de Helmholtz.

Je ne peux pas énumérer ici tous les essais qui ont été faits pour éclaircir le problème qui nous occupe ; mais je tiens à rappeler les

remarques suivantes, qui se trouvent dans le célèbre mémoire de M. Le Châtelier, *les Equilibres chimiques* (1888).

« Il est bien vraisemblable que la constante d'intégration doit, comme les coefficients de l'équation différentielle [notre équation (1)] être une fonction déterminée de certaines propriétés physiques des corps en présence. La détermination de la nature de cette fonction amènerait la connaissance complète des lois de l'équilibre. Elle permettrait de déterminer, *a priori*, indépendamment de toute nouvelle donnée expérimentale, les conditions complètes d'équilibre correspondant à une réaction chimique donnée. »

J'espère que la solution du problème donnée dans ce qui suit ne répond pas seulement à la question posée par M. Le Châtelier, mais qu'elle jette aussi une lumière nouvelle sur les relations qui existent entre le volume, la température et la pression des corps solides et surtout sur le calcul des forces électromotrices.

Guidé par le fait, qu'en général, aux basses températures A et U se rapprochent nettement j'ai présumé qu'il s'agit ici d'une loi limite d'après laquelle il faudrait poser :

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dU}{dT} \text{ (pour } T = o).$$

On en déduit facilement, si on tient compte de l'équation (1),

$$(3) \qquad \lim \frac{dA}{dT} = o \qquad \text{et} \qquad \lim \frac{dU}{dT} = o \text{ (pour } T = o).$$

Sans doute il faut, du moins pour le moment, restreindre la portée de ces équations au cas des corps solides et liquides, car, au zéro absolu, les gaz n'ont plus d'existence possible, et les solutions doivent très probablement se séparer en leurs constituants. Au reste, cette restriction n'a pas grande importance pratique, parce que les deux principes de la thermodynamique permettent de calculer l'affinité de systèmes contenant des gaz et des solutions étendues, si l'on connaît l'affinité du même phénomène se produisant alors entre des solides et des liquides.

En nous plaçant au même point de vue que tout à l'heure, nous pouvons encore exprimer notre théorème de la façon suivante : des modifications qui se produisent dans un système consistant uniquement en corps solides et liquides à température très basse, correspondent au cas que nous avons appelé le premier cas.

Dès lors, nous pouvons montrer aisément que le nouveau théorème nous donne la possibilité de calculer les affinités chimiques et les forces électromotrices à partir de données thermiques seulement.

En effet, si nous posons comme tout à l'heure,

$$U = U_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + \ldots,$$

l'intégrale générale de l'équation (1) devient :

$$A = U_0 + aT_0 - \alpha T \, \mathrm{l.\,n.}\, T - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 \ldots,$$

où $a$ représente une constante d'intégration inconnue.

Introduisons maintenant le nouveau théorème :

$$\left.\begin{aligned} o &= \frac{dU}{dT} = \alpha + 2\beta T + 3\gamma T^2 + \ldots \\ o &= \frac{dA}{dT} = a - \alpha - \alpha \, \mathrm{l.\,n.}\, T - 2\beta T - \frac{3}{2}\gamma T^2 - \ldots \end{aligned}\right\} \text{pour } T = o,$$

on obtient finalement :

$$\alpha = o, \qquad a = o$$

$$U = U_0 + \beta T^2 + \gamma T^3 + \ldots \tag{4}$$

$$A = U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 - \ldots \tag{5}$$

c'est-à-dire que A est calculable en fonction de données thermiques seulement (chaleur dégagée à une température quelconque, et chaleurs spécifiques à toutes les températures).

Au point de vue moléculaire, nous pouvons d'ailleurs interpréter facilement le nouveau théorème, en faisant appel à la théorie des corps solides dont nous avons parlé plus haut, et qui est due à Einstein. D'après cette théorie, les chaleurs spécifiques des solides deviendraient nulles ou du moins négligeables au voisinage du zéro absolu. Elles augmenteraient avec la température, d'abord rapidement, puis plus lentement. On peut en conclure immédiatement que la variation d'énergie U, accompagnant une transformation chimique doit obéir à la relation :

$$\lim \frac{dU}{dT} = o \qquad \text{pour} \qquad T = o.$$

Einstein admet de plus qu'à la température du zéro absolu les molécules d'un corps cristallisé sont maintenues par des forces élas-

tiques dans des positions invariables, comme, par exemple, les nœuds d'un réseau ; nous avons déjà vu que cette théorie doit s'étendre à tous les corps non gazeux. A une température plus élevée, les molécules effectueront des oscillations amorties à peu près isochrones, dont l'impulsion sera fournie par le rayonnement noir qui remplit le corps.

Dès lors, si l'on remarque que l'énergie du rayonnement, et par suite l'amplitude de ces oscillations croît certainement suivant une puissance de la température notablement supérieure à la première, on peut en conclure, d'accord avec notre théorème :

$$\lim \frac{dA}{dT} = o \qquad \text{pour} \qquad T = o.$$

On peut encore arriver plus simplement à ce résultat par les considérations suivantes : comme les molécules d'un corps solide ne possèdent, aux basses températures, aucune énergie cinétique sensible, leurs distances mutuelles changeront peu avec la température. Mais alors leur potentiel mutuel et par suite l'énergie libre qu'elles contiennent resteront invariables, ce qui nous ramène également à nos équations (3).

Un jour, peut-être, M. Perrin trouvera que le mouvement brownien diminue aux basses températures, plus vite que le veut la théorie cinétique ; on verrait ainsi par les yeux les conséquences de la théorie d'Einstein.

Nous allons maintenant appliquer le nouveau théorème à quelques exemples et calculer des affinités chimiques, ainsi que des forces électromotrices.

## III

Dans ce qui suit, nous allons appliquer à quelques réactions chimiques les équations (3) et (4). Pour calculer les coefficients que comportent ces équations, nous utiliserons les chaleurs dégagées à une température quelconque et les chaleurs spécifiques des corps entrant en réaction à toutes les températures ou, du moins, à un certain nombre de températures.

Les calculs nécessaires peuvent être effectués graphiquement d'une façon très claire.

Si nous connaissons la chaleur dégagée U à une température et la variation des chaleurs spécifiques avec la température, nous pouvons, à l'aide de l'équation (2), en déduire la courbe complète de U. L'allure de la courbe représentative de A est donnée par le fait qu'elle devient tangente à celle de U aux basses températures et qu'on peut tracer le reste de la courbe sans incertitude possible à l'aide de l'équation :

$$\frac{dA}{dT} = \frac{A - U}{T}.$$

En principe, on peut objecter qu'il faudrait connaître les chaleurs spécifiques jusqu'au zéro absolu lui-même. En pratique, l'expérience montre que l'on peut, déjà à la température de l'air liquide, considérer la chaleur moléculaire comme une propriété presque exactement additive; pratiquement la valeur de $\frac{dU}{dT}$ est donc presque nulle, et il n'y a aucun doute possible sur l'allure de la courbe de U jusqu'au zéro absolu. En d'autres termes, à la température de l'air liquide, A et U sont déjà presque absolument égaux.

**Transformation du soufre rhombique en soufre monoclinique.** — Broensted a étudié d'une façon approfondie cette transformation et a mesuré A et U à diverses températures.

Posons pour la transformation de 1 gramme de soufre,

$$U = U_0 + \beta T^2,$$

c'est-à-dire admettons que, suivant le premier principe,

$$\frac{dU}{dT} = 2\beta T = C_1 - C_2,$$

$C_1$ et $C_2$ étant les chaleurs spécifiques des deux modifications, on trouve immédiatement :

$$U = 1{,}57 + 1{,}15 \times 10^{-5} T^2.$$

| T | $U_{calc.}$ | $U_{obs.}$ | Observateurs |
|---|---|---|---|
| 273 | 2,40 | 2,43 | Broensted |
| 368 | 3,19 | 3,13 | Tammann |

On détermine en même temps pour A :

$$A = 1{,}57 - 1{,}15 \times 10^{-5}\ T^2$$

Calculons la température de transformation $T_0$ (sous la pression de vapeur saturée de soufre) à laquelle A est nul, en faisant abstraction du travail extérieur infiniment faible. On a :

$$T_0 = \sqrt{\frac{1,57}{1,15 \times 10^{-5}}} = 369,5,$$

au lieu de

$$273 + 95,4 = 368,4.$$

D'autre part, Broensted a déterminé les valeurs de A (en calories-grammes) par des mesures de solubilité à diverses températures.

| T | Aobs. | Acalc. |
|---|---|---|
| 273, | 0,72 | 0,71 |
| 288,5 | 0,64 | 0,61 |
| 291,6 | 0,63 | 0,59 |
| 298,3 | 0,57 | 0,55 |

Les valeurs de A établies par Broensted présentent une incertitude de quelques centièmes ; c'est aussi la limite de concordance des valeurs calculées et observées.

Broensted qui cherchait à calculer ses observations à l'aide seulement du deuxième principe, était forcé d'introduire une constante de plus dans ses équations qui en devenaient évidemment très inexactes aux basses températures. En utilisant notre nouveau théorème, on calcule, au moyen de deux constantes, la température de transformation et les diverses valeurs de A et de U avec une précision qui reste presque dans les limites des erreurs expérimentales.

Il était intéressant de constater si U suit bien la formule que nous avons établie, aussi aux basses températures, c'est-à-dire si réellement les chaleurs spécifiques des deux modifications tendent à devenir égales. Le tableau suivant montre la comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées.

| T | $\frac{dU}{dT}$ | $2,30T \cdot 10^{-5}$ | Observateurs |
|---|---|---|---|
| 83 | 0,0854 — 0,0843 = 0,0011 | 0,0019 | Nernst |
| 93 | 0,0925 — 0,0915 = 0,0010 | 0.0021 | Nernst |
| 138 | 0,1185 — 0,1131 = 0,0054 | 0,0032 | Koref |
| 198 | 0,1529 — 0,1473 = 0,0056 | 0,0046 | Nernst |
| 235 | 0,1612 — 0,1537 = 0,0075 | 0,0054 | Koref |
| 290 | 0,1774 — 0,1720 = 0,0054 | 0,0067 | Wigand |
| 293 | 0,1794 — 0,1705 = 0,0089 | 0,0067 | Koref |
| 299 | 0,1809 — 0,1727 = 0,0082 | 0,0069 | Wigand |
| 329 | 0,1844 — 0,1764 = 0,0080 | 0,0076 | Regnault |

On voit non seulement que la forte décroissance, que prévoit la formule

$$\frac{dU}{dT} = c_2 - c_1 = 2{,}30 \times 10^{-3}T.$$

pour la différence des chaleurs spécifiques, se produit, mais encore on constate que les deux séries de chiffres observés et calculés sont du même ordre de grandeur. Peut-être les écarts positifs aux basses températures, et négatifs aux températures élevées, dépassent-ils les erreurs expérimentales ; ils sont cependant trop faibles pour qu'on en puisse déduire l'inexactitude des formules précédentes.

Si l'on désigne par $C_1^0$, $C_2^0$ et $U^0$ les chaleurs spécifiques et la chaleur de transformation à la température $T_0$, on aura aussi :

$$T_0 = \frac{U^0}{C_2^0 - C_1^0}.$$

*Point de fusion.* — Les formules qui donnent le point de transformation sont valables naturellement dans ce cas ; l'équation précédente permet en particulier de calculer la température à partir de la chaleur de fusion et de la différence des chaleurs spécifiques au point de fusion, mais seulement si l'on admet que la différence entre les chaleurs spécifiques du solide et du liquide surfondu croît proportionnellement à la température absolue. En fait, cette hypothèse semble approximativement exacte dans beaucoup de cas; Tammann (1) l'a retrouvée d'une façon tout empirique ; c'est ainsi que pour la naphtaline, on a :

$$U_0 = 34{,}7 \qquad C_1^0 = 0{,}332, \qquad C_2^0 = 0{,}442,$$
$$T_0 = \frac{34{,}7}{0{,}11} = 315 \text{ (au lieu de 353).}$$

Dans ces cas, il était intéressant, comme pour le soufre, de vérifier si réellement aux basses températures la différence entre les chaleurs spécifiques du cristal et du liquide surfondu décroît fortement. M. Tammann a aimablement attiré notre attention sur le bétol et la benzophénone comme corps présentant le phénomène de la surfusion à un degré considérable. Koref a obtenu les chiffres suivants :

---

(1) *Loc. cit.*, p. 41.

*Benzophénone.*

| | | $\frac{dU}{dT}$ |
|---|---|---|
| 137 | 0,1526 — 0,1514 = | 0,0012 |
| 295 | 0,3825 — 0,3051 = | 0,0774 |

*Bétol* (Interpolé graphiquement).

| | | |
|---|---|---|
| 130 | 0,148 — 0,144 = | 0,004 |
| 240 | 0,256 — 0,2205 = | 0,0355 |
| 320 | 0,362 — 0,295 = | 0,067 |

On voit combien nettement les chaleurs spécifiques de la substance à l'état liquide et cristallin tendent à s'égaliser aux basses températures et combien, dans ce cas, $\frac{dU}{dT}$ converge vers zéro.

*Sels renfermant de l'eau de cristallisation.* — Dans ce cas, on peut calculer l'affinité de la réaction (fixation d'une molécule d'eau par le sel) par la formule déjà donnée :

$$A' = RT \text{ l. n.} \frac{p}{\pi}.$$

Il existe des déterminations thermochimiques très exactes des chaleurs d'hydratation; d'autre part, au cours des travaux mentionnés plus haut, on a mesuré la chaleur spécifique de la glace et d'une série de sels anhydres et hydratés. Nous disposons donc de données très complètes pour vérifier nos théories.

Le calcul s'effectue de la façon suivante. La valeur de A′ calculée à partir de l'équation qui précède est ramenée à la température de la glace fondante au moyen de l'équation (1); de même on réduit à cette température la chaleur d'hydratation en utilisant les chaleurs spécifiques du sel considéré et de l'eau liquide. Si l'on déduit de cette chaleur d'hydratation la chaleur de fusion d'une molécule d'eau (1440 calories) on obtient les valeurs de A et de U pour la fixation d'une molécule de glace à $T = 273$. D'autre part, la différence de A et de U est donnée par la formule (11) :

$$A - U = 2\beta T^2 + \frac{3}{2}\gamma T^3 + \frac{4}{3}\delta T^4 + \dots,$$

dont les coefficients se déduisent des chaleurs spécifiques correspondantes :

$$\frac{dU}{dT} = \Sigma \nu c = 2\beta T + 3\gamma T^2 + 4\delta T^3 + \dots$$

PREMIER EXEMPLE :

$$CuSO^4 + H^2O = CuSO^4.H^2O.$$

Dans ce cas, $\frac{dU}{dT}$ est égal à la chaleur moléculaire de la glace diminuée de celle de l'eau d'hydratation.

Il en résulte :

| T | $\frac{dU}{dT}$ | $0,005T + 0,5 . 10^{-4} \frac{T^{10}}{10^{20}}$ | Observateurs |
|---|---|---|---|
| 138 | 4,85 — 4,16 = 0,69 | 0,69 | Koref |
| 234 | 7,76 — 6,50 = 1,26 | 1,42 | Koref |
| 258 | 9,23 — 6,75 = 2,48 | 1,80 | Koref, Schottky |

L'influence du deuxième membre en $T^{10}$ est, au reste, presque nulle, mais il fallait l'introduire pour tenir un compte approximatif de l'accroissement de $\frac{dU}{dT}$ causé par la forte élévation de la chaleur moléculaire de la glace.

On trouve facilement :

$$U - A = 405 \quad (T = 273).$$

Or, pour l'eau liquide à 18°, Thomsen trouve pour la réaction qui précède 6 460 calories, Schottky 6600, moyenne 6530. A 0°, la chaleur dégagée est de 18 × (18 — 6,99) plus faible, soit 6 332, et pour la glace de

$$6\,332 - 1\,440 = 4\,892 \text{ calories.}$$

D'autre part, on déduit A′ des mesures de Schottky, qui trouve $\pi = 4^{mm},6$ Hg à 90°,5.

$$A' = 1,985\ (273 + 90,5)\ \text{l. n.}\ \frac{536}{4,6} = 3\,433 \text{ calories.}$$

En réduisant cette valeur à T = 273 au moyen de l'équation :

$$A - U = T\frac{dA}{dT},$$

on trouve, en tenant compte des variations de U, que $\frac{dA'}{dT} = -9,0$ en moyenne pour l'intervalle de température compris entre 0° et 90°,5, d'où :

$$A = 3\,433 + 90,5 \times 9 = 4\,247 \qquad \text{pour} \qquad T = 273 \text{ (obs.).}$$

Or, on déduit de notre théorème, d'après les données purement thermiques, en tenant compte du fait que A est le même pour l'eau solide et l'eau liquide :

$$A = 4\,892 - 405 = 4\,487 \text{ (calc.)}.$$

Deuxième exemple :

$$(COOH)^2 + 2H^2O = (COOH)^2 . 2H^2O.$$

Nous avons les valeurs :

| T | $\frac{dU}{dT}$ | $-0{,}004T + 0{,}3 . 10^{-4} T^2$ | Observateurs |
|---|---|---|---|
| 88 | 3,30 — 3,44 = — 0,14 | — 0,12 | Nernst |
| 138 | 5,34 — 4,85 = + 0,49 | + 0,02 | Koref |
| 198 | 6,82 — 6,59 = + 0,23 | + 0,39 | Nernst |
| 235 | 8,50 — 7,76 = + 0,74 | + 0,72 | Koref |

Comparées à celles que l'on obtient pour le sulfate de cuivre et le ferrocyanure de potassium, les valeurs de $\frac{dU}{dT}$ sont faibles et, en outre, changent de signe. On en conclut, sans autre calcul, que, dans ce cas, la différence entre A et U est faible et ne doit pas en tout cas dépasser l'incertitude des mesures.

Il suffit donc d'un développement en série représentant à peu près la courbe observée; de la troisième colonne du tableau précédent il résulte :

$$U - A = -298 + 306 = 8 \text{ calories} \qquad \text{pour} \qquad T = 273.$$

Pour l'hydratation à 18° par molécule d'eau liquide, Berthelot indique 3 100 calories et Thomson 3 165 calories soit, en moyenne 3 133 calories, ce qui, ramené à 0° et à la glace, donne :

$$3\,133 - 18 \times 7{,}2 - 1\,440 = 1\,563.$$

D'autre part, d'après les mesures de tension de vapeur de Lescœur, on a :

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ = | 20° | 30° | 40° | 45° | 67° | 78° 6 |
| A' = | 1 509 | 1 457 | 1 272 | 1 205 | 1 031 | 967 |

et d'après celles de Jorissen :

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $t$ = | 18°,15 | 25°,9 | 32°,2 | 40°,0 | 45°,0 | 50°,0 |
| A' = | 1 315 | 1 363 | 1 270 | 1 230 | 1 208 | 1 153 |

La moyenne de la première série donne 1 240 à 46°,8, la moyenne de la seconde 1 257 à 35°,2. Ramenée à 0 par l'équation (1), la première valeur donne 1 525 et la seconde 1 467, soit en moyenne 1 496. Il en résulte pour $T = 273$ :

$$A = 1\,496 \text{ (obs.)} \qquad \text{et} \qquad A = 1\,563 - 8 = 1\,555 \text{ (calc.)}.$$

Troisième exemple :

$$K^4Fe(CN)^6 + 3H^2O = K^4Fe(CN)^6.3H^2O.$$

| T | $\frac{dU}{dT}$ | $-0,0098T - 0,052\frac{T^4}{10^8}$ | Observateurs |
|---|---|---|---|
| 83 | 3,30 — 4,00 = — 0,70 | — 0,83 | Nernst |
| 137 | 5,39 — 6,97 = — 1,58 | — 1,53 | Koref |
| 198 | 6,59 — 8,86 = — 2,27 | — 2,74 | Nernst |
| 235 | 7,76 — 12,00 = — 4,24 | — 3.90 | Koref |

D'où

$$A - U = 928 \qquad \text{pour} \qquad T = 273.$$

La chaleur d'hydratation par molécule d'eau liquide est, d'après Schottky, de 1 100 calories à 17° soit, à 0°, pour la glace, de

$$1\,100 - 6 \times 17 - 1\,440 = -442 \text{ calories}.$$

Pour A′, les mesures de Schottky donnent :

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $t$ = | 15 | 20 | 25 | 30 |
| A′ = | 500 | 481 | 465 | 456 |

$\frac{dA'}{dT}$ déduit de ces chiffres, ou de l'équation (5) est égal à — 2,32 à 22°,5 et à 1,76 à 0°, d'où pour $T = 273$ :

$$A = 473 + 22,5 \times 2,20 = 518 \text{ (obs.)};$$

d'autre part on a :

$$A = 928 - 442 = 486 \text{ (calc.)}.$$

Les trois exemples qui précèdent sont typiques. Dans le cas du sulfate de cuivre, U est plus grand que A, la capacité calorifique du corps formé est plus faible que celle des corps qui disparaissent. Dans le cas de l'acide oxalique, U et A sont à peu près égaux, et, par suite, les chaleurs spécifiques sont partout sensiblement additives. Enfin dans le cas du ferrocyanure, A est plus grand que U et la capacité calorifique du corps formé plus grande que celle des corps qui disparaissent. Ce dernier exemple est remarquable et intéressant :

nous constatons qu'à toutes les températures la chaleur moléculaire de l'eau de cristallisation est d'une grandeur inusitée et imprévue, conformément à ce que la nouvelle théorie permettait de prévoir.

Il est surprenant que, même pour des corps solides, la règle de Berthelot soit parfois totalement en défaut. La tension de vapeur de la glace étant plus élevée que celle du sel hydraté, la glace et le ferrocyanure se combinent totalement, et ce processus s'effectue avec absorption de 442 calories. Ce n'est qu'en tenant compte des chaleurs spécifiques, comme le permet notre théorème, que l'on peut expliquer qualitativement et quantitativement ce fait.

En ce qui concerne les systèmes gazeux, il suffira de remarquer ici que leurs équilibres aussi peuvent se calculer, si l'on a déterminé à l'aide de notre théorème l'affinité de la même réaction en système condensé, et si l'on connaît de plus les pressions de vapeur des corps réagissants. Pour les applications, voir l'index bibliographique à la fin de ce mémoire.

## IV

### CALCUL DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

L'établissement du nouveau théorème nous conduit aussi à la solution d'un autre problème : le calcul des forces électromotrices à partir des données thermiques.

Si nous construisons un élément avec des corps qui se trouvent exclusivement à l'état liquide ou à l'état solide, nous pouvons appliquer les relations (4) et (5) :

$$U = U_0 + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots$$
$$E . 23\,046 = A = U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 - \dots$$

Ces équations doivent être limitées au cas de corps purs, solides ou liquides, comme nous l'avons vu tout à l'heure.

Mais, dans la plupart des cas, il n'est pas difficile de calculer suivant ce principe des combinaisons galvaniques qui ne satisfont pas à ces conditions. Considérons, par exemple, l'élément :

$$Pb \mid PbBr^2 \text{ en sol. aq. saturée} \mid Br^2 \mid Pt,$$

la réaction productrice de courant est exprimée par l'équation :

$$Pb + Br^2 = PbBr^2.$$

Les corps Pb et $PbBr^2$ se trouvent à l'état pur; mais le brome liquide dissout un peu d'eau. Ce phénomène, en raison de la loi des abaissements réciproques de la solubilité, réduit un peu la solubilité et, par conséquent, aussi la force électromotrice. Mais, d'après ces lois, on peut ramener la solubilité du brome et, par suite, la force électromotrice à l'état de pureté absolue de ce corps.

L'application de nos équations au cas où des gaz participent à la réaction qui fournit le courant est, par ce fait même, impossible, parce que les gaz ne peuvent exister au zéro absolu ; cependant on peut étendre la théorie à ces cas, ainsi qu'au cas d'équilibre chimique en système gazeux.

En prenant les choses à la lettre, quand on emploie nos équations, on a besoin des chaleurs spécifiques jusqu'au zéro absolu. On pourrait donc peut-être croire que l'emploi de notre nouveau théorème est très hypothétique. Mais, en réalité (cf. § III), déjà à des températures facilement réalisables, les conditions

$$\frac{dA}{dT} = \frac{dU}{dT} = 0$$

sont remplies, c'est-à-dire que A et U sont égaux. Le calcul de nombreux exemples a montré que déjà, à la température absolue de 100°, à laquelle on peut déjà expérimenter aisément et exactement, la différence entre A et U n'est que de quelques centaines de calories, ce qui correspond à quelques centièmes de volt au plus, mais souvent à beaucoup moins. Au point d'ébullition de l'hydrogène qu'on atteint facilement, comme l'ont montré en particulier les travaux récents de Dewar et de Kamerlingh Onnes, la différence en question ne correspond plus probablement qu'à quelques millièmes de volt dans la plupart des cas.

Il en résulte, pour le calcul des forces électromotrices à partir des chaleurs dégagées, la règle suivante : On extrapole, en appliquant le premier principe thermodynamique, les données thermochimiques de la température ordinaire aux températures les plus basses possible pour lesquelles on pose :

$$E = \frac{U}{23\,046},$$

et l'on ramène, soit à l'aide du second principe [équation (1)], soit plus simplement à l'aide de nos équations, la force électromotrice à la température à laquelle on désire la connaître. Mais pour cela il

faut que la combinaison galvanique remplisse les conditions indiquées ou qu'elle y soit ramenée par le calcul.

L'exemple le mieux connu est la pile :

$$\mathrm{Pb} \mid \underset{\text{solide}}{\mathrm{PbCl^2}} \mid \underset{\text{solide}}{\mathrm{AgCl}} \mid \mathrm{Ag}\,;$$

la force électromotrice a été mesurée très exactement par Broensted ; les courbes des chaleurs spécifiques des quatre corps employés dans cette pile ont été mesurées pour des températures très diverses et calculées d'après la formule d'Einstein par Magnus, comme nous l'avons déjà vu.

Nous avons :

$$\frac{dU}{dT} = \Sigma \nu c = 3R \left[ \frac{e^{\frac{58}{T}} \left(\frac{58}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{58}{T}} - 1\right)^2} + 4 \frac{e^{\frac{168}{T}} \left(\frac{168}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{168}{T}} - 1\right)^2} - 3 \frac{e^{\frac{172}{T}} \left(\frac{172}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{172}{T}} - 1\right)^2} - 2 \frac{e^{\frac{162}{T}} \left(\frac{162}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{162}{T}} - 1\right)^2} \right] + 24{,}2 \,.\, 10^{-5} T^{\frac{3}{2}}.$$

Magnus, dans un mémoire qui paraîtra ces jours-ci dans le *Zeitschrift für Electrochemie*, trouve par intégration :

$$U = U_0 + 3R \left( \frac{58}{e^{\frac{58}{T}} - 1} + \ldots \right) + 968 \,.\, 10^{-5} T^{\frac{5}{2}}.$$

On en déduit facilement par notre théorème :

$$A = U_0 + 655 + 3RT \left[ \mathrm{l.n.} \left( e^{\frac{58}{T}} - 1 \right) + \ldots \right] - 6{,}45 \,.\, 10^{-5} T^{\frac{5}{2}}.$$

Le tableau suivant démontre l'accord parfait entre les valeurs observées et calculées :

| T | A (obs.) | A (calc.) | Différence | (U obs.) | U (calc.) |
|---|---|---|---|---|---|
| 273,0 | 11 320 | 11 327 | + 7 | | |
| 289,7 | 11 271 | 11 269 | — 2 | 12 000 | 12 290 |
| 303,5 | 11 220 | 11 220 | 0 | | |
| 322,3 | 11 153 | 11 153 | 0 | | |
| 331,3 | 11 123 | 11 120 | — 3 | | |
| 340,0 | 11 084 | 11 089 | + 5 | | |
| 362,0 | 10 983 | 11 008 | + 25 | | |

$R = 1{,}985$, $U_0 = 12078$.

D'ailleurs, avant de connaître la formule d'Einstein, j'avais essayé bien des équations empiriques; après deux intégrations, les formules sont toujours devenues plus compliquées ; ici nous avons été surpris de voir que les formules deviennent au contraire plus simples, ce qui me semble confirmer en quelque manière la théorie d'Einstein.

Nous donnons enfin les valeurs de quelques forces électromotrices calculées à l'aide du nouveau théorème ; mais, dans ces exemples, nous connaissons seulement les chaleurs spécifiques à la température ordinaire ; il a donc fallu extrapoler très loin :

| Réaction chimique | T | E obs. | E calc. |
|---|---|---|---|
| $Zn + Hg^2SO^4 + 7H^2O$ (glace) $= ZnSO^47H^2O + 2Hg$. | 266 | 1,4624 | 1,4592 |
| $Pb + I^2 = 2PbI$ | 291 | 0,863 | 0,863 |
| $2Ag + I^2 = 2AgI$ | 291 | 0,678 | 0,618 |
| $H^2 + HgO = Hg + H^2O$ | 273 | 0,934 | 0,880 |
| $2Ag + Cl^2 = 2AgCl$ | 290 | 1,157 | 1,092 |
| $Pb + Cl^2 = 2PbCl^2$ | 290 | 1,612 | 1,594 |
| $2H^2 + O^2 = 2H^2O$ | 290 | 1,231 | 1,243 |
| $H^2 + Cl^2 = 2HCl$ (6 n.) | 303 | 1,160 | 1,170 |
| $H^2 + Cl^2 = 2HCl$ (1 n.) | 298 | 1,366 | 1,365 |

Dans la plupart des cas, la différence entre les valeurs calculées et observées n'est que de quelques millivolts; elle est donc de l'ordre de précision des mesures thermochimiques. Dans trois cas seulement, l'écart s'élève à quelques centièmes de volt; il faudrait voir s'il provient alors d'irrégularités dans la marche des chaleurs spécifiques aux basses températures. Il n'en reste pas moins qu'à l'aide du nouveau théorème on peut calculer les forces électromotrices beaucoup plus exactement et sûrement qu'avec la règle de Helmholtz et de Thomson.

Enfin, il ne sera pas sans intérêt de comparer brièvement la théorie thermodynamique que nous venons d'étudier avec la théorie osmotique que nous avons développée dès 1888.

Dans ce but, nous prendrons un exemple simple quelconque, l'élément Ag | $I^2$ par exemple. Soient $P_1$ et $P_2$ les tensions de dissolution des deux électrodes et $p_0$ la pression osmotique d'une solution aqueuse saturée d'iodure d'argent, nous aurons par la théorie osmotique et par la théorie thermodynamique :

$$E = RT \text{ l. n. } \frac{P_1}{p_0} + RT \text{ l. n. } \frac{P_2}{p_0} = \frac{U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3}{23\,046}.$$

Nous voyons qu'il est possible de calculer, à un même facteur près, les tensions de dissolution caractéristiques de chaque électrode. On sait que ce facteur disparaît dans les applications pratiques, de sorte qu'on peut admettre un potentiel arbitraire pour une électrode déterminée. Comme la théorie osmotique permet de calculer la force électromotrice des combinaisons galvaniques quelconques où l'on emploie des solutions diluées, les considérations thermodynamiques que nous avons établies en développent beaucoup la portée, puisque les potentiels aux électrodes, qu'il fallait fixer par une mesure avec une électrode de comparaison lorsqu'on se servait de la théorie osmotique seule, sont maintenant susceptibles d'un calcul simple *a priori* dont les éléments sont les données thermiques et les solubilités.

Dans une série de mémoires parus depuis 1888, nous avons prouvé que la théorie des éléments de piles à plusieurs liquides, des éléments thermo-électrolytiques et enfin des éléments formés avec emploi de dissolvants divers, peut toujours être ramenée aux lois qui régissent les vitesses des ions et les coefficients de partage. Nous avons, de plus, montré que l'on peut déduire les vitesses des ions des mesures de diffusion. Nous sommes parvenus ainsi, numériquement dans la plupart des cas, en principe dans les autres, à ramener tous ces phénomenes à des processus non électriques. Nous élargissons maintenant ce cadre en ramenant aussi à des processus non électriques, les différences de potentiels qui s'établissent aux électrodes métalliques.

Enfin, nous insistons sur le fait que, comme toujours la méthode thermodynamique ne nous renseigne pas sur le mécanisme même de la production du courant; on n'a pu l'élucider que par la théorie osmotique.

## BIBLIOGRAPHIE CONCERNANT LA NOUVELLE THÉORIE THERMODYNAMIQUE.

NERNST, *Berechnung chemischen Gleichgewichte aus thermischen Messungen* (*Nachr. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen.*, *Math. phys.*, Kl. VI, 1906, I); — *Silliman lectures*, *Applications of Thermodynamic to Chemistry*, London, Archibald Constable and C°, 1907 ; — *Ueber die Berechnung electromotorischen Kräfte aus thermischen Grössen* (*Sitzungsber. Berl. Acad.*, 21 Janv. 1909) ; — NERNST, KOREF et LINDEMANN, *Untersuchungen über die specifische Wärme bei tiefen Temperaturen* (*Sitzungsber. Berl. Acad.* 3 März 1910), (Voir aussi NERNST, *Theoretische Chemie*, 6e édition, p. 699-713 et 732-736).

A. Magnus, *Berechnung electromotorischer Kräfte aus thermischen Messungen* (*Zeitschr. f. Electrochemie*, 1910, p. 273).
V. Wartenberg. *Chem. Gleichgewichte d. Cyans, etc.* (*Zeitschr. anorg. Chem.*, **51**, p. 299, 1907, u. *Zeitschr. physik. Chem.*, **61**, 366 ; **63**, 269, 1908).
Nernst, *Chem. Gleichgewichte der Halogenwasserstoffe u. des Ammoniaks* (*Zeitschr. f. Electrochemie*, 1909, p. 687, et 1910, p. 96).
Schottky, *Thermodynamik krystallwasserhaltiger Salze* (*Zeitschr. physik. Chem.*, **64**, p. 415, 1908).
Barker, *Thermodynam. Berechnung von Dampfdrucken* (*Ibid.*, **71**, p. 235; 1910).

---

## DE LA CONDENSATION DES VAPEURS SUR LES SURFACES SOUMISES AUX PROJECTIONS CATHODIQUES [1] ;

Par M. L. HOULLEVIGUE.

Lorsqu'une vapeur se condense sur une paroi froide, le dépôt des gouttelettes ne se fait pas au hasard, mais autour de centres attractifs ; le liquide, évaporé, se dépose une seconde fois aux mêmes points; les rayures, où s'accumulent les poussières, déterminent l'alignement des gouttes ; un nettoyage imparfait, effectué par friction dans une direction donnée, les aligne encore dans la même direction. Les gouttes déposées sont plus grosses dans les régions où elles sont moins nombreuses, et la compensation se fait de telle sorte que la masse de vapeur déposée par unité de surface reste à peu près constante : en trois régions d'une lame de verre, exposée aux vapeurs de mercure à 150°, on a mesuré le nombre N de gouttelettes par millimètre carré et le diamètre moyen $d$ en millimètres de ces gouttelettes. On constate que $Nd^3$ est sensiblement constant :

| | | |
|---|---|---|
| N = 3 537 | $d$ = 0mm,0065 | $Nd^3 = 9{,}7 \times 10^{-4}$ |
| 6 565 | 0 ,0053 | $9{,}8 \times 10^{-4}$ |
| 23 392 | 0 ,0035 | $10 \times 10^{-4}$ |

Enfin, lorsqu'on prolonge l'exposition d'une surface aux vapeurs, les gouttes grossissent, mais leur nombre n'augmente pas; il diminue, au contraire, si ces gouttes, trop serrées, arrivent à se toucher et à se fondre les unes dans les autres.

Ces observations permettent de dénombrer les centres attractifs

(1) Séance du 19 novembre 1909.

déposés sur une surface d'après le nombre des gouttes formées, et cette méthode paraît applicable à l'étude des projections cathodiques. Lorsqu'une lame de verre, en partie recouverte par un écran, est soumise pendant quelques secondes à ces projections, puis exposée à l'action d'une vapeur, le liquide se dépose sous forme de gouttelettes très nombreuses et très petites sur les parties frappées par les projections, tandis qu'il ne forme que de rares gouttes sur les parties protégées; la première région devient alors visible, par un phénomène très analogue au développement d'une plaque photographique impressionnée ou d'un daguerréotype; du reste, l'existence de centres attractifs se manifeste aussi bien en plongeant la lame de verre dans un bain d'argenture; le dépôt d'argent est beaucoup plus épais dans les parties exposées à la cathode.

De toutes les vapeurs qu'on peut employer pour étudier le phénomène, la vapeur du mercure chauffé à 150° est celle qui se prête le mieux aux observations microscopiques ou à la photographie; la lame de verre *impressionnée* par exposition à une cathode sera donc exposée à 1 centimètre environ d'un bain de mercure bien propre et chauffé, jusqu'à *révélation* de l'image.

Avant d'aller plus loin, il importe de résoudre une question préliminaire : une cathode placée dans le vide projette, outre sa propre substance, des corpuscules qui forment le rayonnement cathodique. A laquelle de ces deux projections doit-on attribuer la formation des centres de condensation ? L'expérience suivante prouve que c'est à la première :

Dans une ampoule reliée à la pompe à vide se trouve, en face et à 20 millimètres d'une cathode plane d'argent, une lame de verre; entre le verre et la cathode sont interposés deux écrans parallèles en mica, percés de trous en regard, de façon à isoler un pinceau de projections; un aimant permet de rejeter les rayons cathodiques sur le bord de la lame de verre, tandis que les projections matérielles, non déviées, aboutissent dans la région centrale. L'appareil étant ainsi disposé et le vide fait à $\frac{1}{1000}$ de millimètre, on fait passer dans l'ampoule la décharge d'une bobine pendant cinq minutes. La lame de verre, enlevée de l'ampoule et soumise aux vapeurs de mercure, est étudiée au microscope; on constate que la partie centrale, frappée par les projections matérielles, s'est recouverte de 23.392 gouttelettes par millimètre carré (*fig.* 1), tandis que la région

4

moyenne n'en contient que 6.565 ; on n'en trouve même que 3.537 par millimètre carré (*fig.* 2), dans la partie de la lame qui a reçu les rayons cathodiques déviés.

Dans ces conditions, il sera possible de déterminer les dimensions des éléments matériels projetés par les cathodes, à condition d'ad-

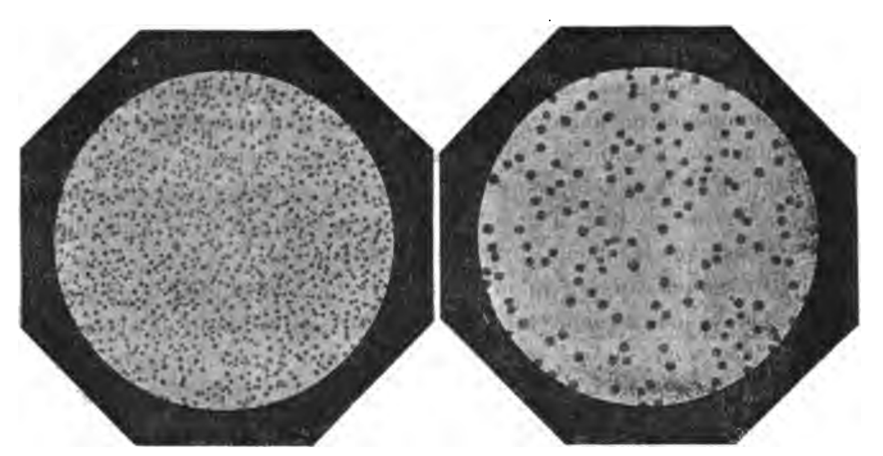


Fig. 1. — Gross. = 190 de diamètre. Fig. 2. — Gross. = 190 de diamètre.

mettre (ce sera notre seule hypothèse) que chacun de ces éléments constitue un centre attractif et donne naissance à une gouttelette liquide. Supposons, en effet, que dans une même expérience et dans des conditions de fonctionnemement régulier de la cathode, on expose aux projections deux régions d'une même lame de verre, l'une pendant un temps $t$ assez court pour qu'on puisse déterminer le nombre N de gouttelettes formées par millimètre carré, l'autre pendant un temps T assez long pour qu'il se forme un dépôt métallique d'épaisseur mesurable $e$ millimètres ; si $v$ est, en millimètres cubes, le volume des particules projetées, on aura :

$$\frac{NvT}{t} = e,$$

relation d'où on pourra tirer $v$.

Passons maintenant au dispositif expérimental employé (*fig.* 3) : dans une cloche reliée à la pompe pneumatique de Gaede, pénètrent une cathode plane en laiton argenté par galvanoplastie et une anode A en laiton ; c'est en somme l'appareil ionoplastique antérieu-

rement décrit (1). L'anode A porte une pointe d'acier O autour de laquelle peut tourner un disque d'aluminium percé d'une fenêtre F et munie d'une lame de fer B qui permet de le faire pivoter de l'extérieur à l'aide d'un aimant. Entre A et le disque tournant, on place une lame de verre MNPQ, soigneusement nettoyée. L'anode est reliée au sol, de telle sorte que cette lame est enfermée dans une cage métallique au potentiel zéro qui la protège, sauf la région située en face de F, contre toute action de la cathode.

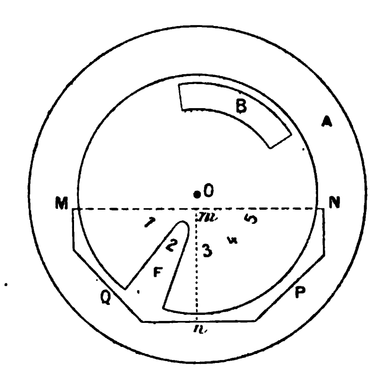



Fig. 3.

Le vide fait, et la bobine d'induction réglée pour une marche régulière, on fait une première pose de quelques minutes, la fenêtre occupant la position 1, jusqu'à ce qu'on obtienne l'état de régime caractérisé par la constance de la pression gazeuse à l'intérieur de la cloche ; en effet, la marche du dépôt cathodique varie grandement avec cette pression, qu'il importe de laisser constante pendant toute l'expérience. On maintient ensuite F, en face de la position 2, pendant T secondes, jusqu'à formation d'une pellicule d'épaisseur mesurable, puis on lui fait occuper successivement les positions 3, 4, 5, où on la maintient pendant des durées voisines de 5, 10 et 15 secondes; ces temps sont mesurés au métronome et sans interrompre la marche du courant.

Cette première partie de l'expérience étant achevée, on démonte l'appareil, on retire la lame de verre, qu'on coupe en deux suivant *mn* (un trait au diamant y a été fait par avance). La partie de gauche

(1) *Bulletin des Séances*, p. 135 ; année 1902 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. II, p. 36 ; 1903.

est alors soumise aux vapeurs d'iode de façon à observer, sur la région 2, la formation d'anneaux colorés d'où on pourra déduire l'épaisseur par la méthode classique de Fizeau ; la partie de droite, de son côté, est développée par les vapeurs de mercure, comme il a été exposé plus haut.

Pour compter les gouttelettes formées sur les plages 3, 4, 6, on a d'abord eu recours à la microphotographie, faite avec un grossissement linéaire 190 ; on peut, sur les clichés obtenus, procéder à loisir à cette énumération ; mais il y avait lieu de craindre que, par suite du médiocre grossissement employé, des gouttelettes exceptionnellement petites n'échappassent à l'observation. C'est pourquoi on a utilisé, en second lieu, l'étude directe de la lame avec l'immersion homogène à l'huile de cèdre et un grossissement linéaire 1250 ; l'oculaire du microscope portait un micromètre recouvert d'un quadrillage dont chaque carré couvrait exactement un dix-millième de millimètre carré de l'objet ; on dénombrait les gouttelettes contenues dans un certain nombre de ces carrés, pris au hasard ; ces nombres s'écartaient peu les uns des autres ; par exemple, dix carrés au hasard ont donné 21, 19, 20, 20, 18, 27, 22, 24, 23, 24 gouttelettes. On peut donc prendre leur moyenne qui, multipliée par 10.000, représente N ; il en faut, d'ailleurs, retrancher le nombre très petit $N_0$ des gouttes déposées dans les régions protégées de la lame de verre.

Nous avons vu que, dans une même opération, on avait pris, en général, trois poses de courte durée ; cette précaution permet de constater qu'il y a proportionnalité entre le temps d'exposition aux projections cathodiques et le nombre des gouttelettes formé. Exemple :

| | | |
|---|---|---|
| $t = 0$ | $N_0 =$ 5 200 | |
| 6 sec. | $N =$ 146 800 | $\frac{N - N_0}{t} =$ 23 600 |
| 9 sec. | 172 000 | 18 500 |
| 15 sec. | 382 000 | 25 100 |

Voici maintenant le résultat des expériences définitives :

1° *Lame n° 104.* — Étude microphotographique, grossissement 190.

$t = 6$ sec. $T = 15$ min. $N - N_0 = 141\,600$ $e = 15\ \mu\mu$

d'où :

$$v = 7 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

2° *Lame n°* 107. — Étude directe au microscope, grossissement 1250.

$t = 5$ sec. $T = 30$ min. $N - N_0 = 304\,000$ $e = 47\ \mu\mu$

d'où :

$$v = 4{,}3 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

3° *Lame n°* 108. — Étude directe au microscope, grossissement 1250.

$t = 5$ sec. $T = 30$ min. $N - N_0 = 218\,000$ $e = 62\ \mu\mu$

d'où :

$$v = 7{,}9 \times 10^{-13} \text{ mm}^3.$$

On remarquera que les deux méthodes employées pour l'énumération des gouttelettes ont donné des résultats du même ordre de grandeur. Adoptons pour $v$ la moyenne des trois résultats ci-dessus ; la masse de chaque élément matériel projeté est donc voisine de $6 \times 10^{-12}$ milligrammes. Or, la masse de la molécule d'hydrogène est, d'après les documents les plus certains (1), $2{,}8 \times 10^{-21}$ milligrammes ; celle de la molécule d'argent est donc $3 \times 10^{-19}$ et, par conséquent, chaque particule d'argent projetée par la cathode contient vingt millions de molécules.

En supposant ces particules cubiques, leur côté serait voisin de 80 $\mu\mu$. Or on connaît des pellicules dont l'épaisseur n'est que d'un très petit nombre de $\mu\mu$. Il semble donc impossible de se représenter les projections cathodiques comme formées de morceaux arrachés à la cathode et projetés tels quels dans l'espace environnant ; mais on pourrait se figurer le phénomène comme une sorte de vaporisation de la cathode, suivie, dans la région de l'auréole négative, d'une condensation qui déposerait le métal à la surface du verre sous forme de taches capables de se recouvrir partiellement en formant un voile continu, mais non uniforme.

Cette façon d'envisager les projections cathodiques m'a conduit à étudier au microscope, dans les conditions de grossissement et d'éclairement les plus favorables, des pellicules d'argent ionoplastique aussi minces que possible. Les observations sont difficiles ; un

(1) Perrin, *Revue du mois*, n° 35, novembre 1908.

des dépôts, dont l'épaisseur doit être voisine de 3 $\mu\mu$, a donné les résultats suivants : la pellicule d'argent, malgré sa minceur extrême, est continue, car elle peut se détacher du verre et flotter dans l'huile de cèdre, mais elle n'est pas uniforme ; au grossissement linéaire 1250, on y distingue, avec une entière certitude, des grains sombres très serrés dont le diamètre est de l'ordre de 100 $\mu\mu$ ; cette observation paraît favorable à l'hypothèse suggérée ci-dessus.

---

## DICHROISME MAGNÉTIQUE DES LIQUEURS CONSTITUÉES PAR LA SIDÉROSE ET ORIENTATION DES CRISTAUX DE SIDÉROSE DANS LE CHAMP (1);

Par M. Georges MESLIN.

### I

Parmi les liqueurs mixtes qui offrent le dichroïsme magnétique, je puis en signaler de nouvelles qui présentent cette propriété à un degré incomparablement plus élevé que toutes celles que j'avais examinées jusqu'à ce jour : ce sont les liqueurs pour lesquelles la sidérose est un des constituants, et tout particulièrement, celles qu'on obtient en mettant ces cristaux en suspension dans le sulfure de carbone ou dans l'aniline.

La liqueur formée par la sidérose et le sulfure de carbone présente d'ailleurs un léger dichroïsme spontané qui est négatif, mais qui devient plus énergique dès qu'on produit un champ magnétique, même très faible, transversal au rayon. Le magnétisme rémanent des pièces polaires de l'électro-aimant est largement suffisant pour faire apparaître au plus haut degré ce dichroïsme, à tel point que, pendant la première partie de ces études sur la sidérose, le phénomène se produisant avant l'excitation de l'électro-aimant, je croyais pouvoir conclure à un dichroïsme spontané très intense à peine modifié par le champ ; en réalité il s'agissait d'un dichroïsme spontané faible rendu très énergique et maximum par une valeur minime du champ magnétique convenablement orienté (2).

---

(1) Séance du 19 novembre 1909.

(2) La confusion qu'on aurait pu commettre à ce sujet m'a amené à faire la revision de *toutes* les liqueurs pour lesquelles j'avais signalé un dichroïsme spontané de même signe que le dichroïsme magnétique, afin de voir s'il ne s'agissait pas

L'intensité de ce dichroïsme magnétique peut être mise en évidence de plusieurs façons.

En premier lieu, on peut le constater en employant comme polariscope la loupe dichroscopique de Haidinger, dont les deux images contiguës de la fenêtre présentent alors une différence considérable d'éclairement, l'une d'elles paraissant blanche et l'autre noire. Or, pour la plupart des autres liqueurs, le procédé de la loupe de Haidinger ne pourrait pas être employé, à cause de la très faible différence d'intensité des deux plages; cette différence est néanmoins appréciable, mais peu importante, dans le cas de la liqueur térébène-acide borique dont j'ai déjà signalé les curieuses propriétés.

En second lieu, il est inutile, pour manifester le phénomène, d'employer un électro-aimant : il suffit de petits barreaux aimantés qu'on tient à la main; en les approchant de la cuve, on fait aussitôt apparaître dans l'appareil d'observation les couleurs caractéristiques de la polarisation, et, en faisant tourner le barreau autour de la cuve qui contient la liqueur, on produit successivement un faisceau partiellement polarisé dans le plan vertical, puis dans le plan horizontal, et l'on voit les couleurs permuter dans les plages du polariscope.

J'avais également appelé l'attention sur l'utilité qu'il y avait, dans le cas du *dichroïsme blanc*, à employer un dispositif plus sensible qui mette en évidence ce phénomène par l'apparition de colorations : d'où l'appareil polariscopique que j'ai utilisé pour les nombreuses liqueurs étudiées et dont la sensibilité est bien mise en évidence par le résultat négatif que donne, avec la plupart d'entre elles, la loupe dichroscopique de Haidinger.

Le phénomène peut aisément être projeté en adoptant le dispositif classique de la polarisation en lumière parallèle et en éliminant le polariseur habituellement employé : la lumière naturelle traverse la cuve et tombe sur une lame à deux rotations dont on forme l'image sur un écran, en interposant un analyseur biréfringent dont on met la section à 45° des plans principaux de polarisation auxquels on donnera naissance; on a alors deux lunules dont la ligne des centres est à 45° de ces plans, chaque lunule étant formée de deux plages séparées par une ligne qu'on met verticalement.

Sous l'influence du champ du barreau aimanté qu'on approche, les

alors d'un effet du magnétisme rémanent : le cas où l'on avait noté une inversion des deux dichroïsmes ne pouvait donner lieu à une erreur d'interprétation; cette revision ne m'a amené à modifier aucun des résultats signalés.

moitiés internes et contiguës des plages, d'abord incolores, prennent une coloration, verte par exemple, tandis que les moitiés externes présentent une couleur rose.

Ce dispositif de projection permet aussi de montrer le dichroïsme spontané de la liqueur térébène-acide borique; les colorations apparaissent alors sans qu'on ait à faire intervenir de champ magnétique.

II

Le dichroïsme magnétique des liqueurs mixtes, c'est-à-dire la propriété qu'elles ont de transformer la lumière naturelle qui les traverse en un faisceau de lumière partiellement polarisée dont le plan de polarisation est, suivant le cas, perpendiculaire ou parallèle au champ, provient d'une inégale modification des composantes principales de la vibration, par suite de la structure particulière prise par la liqueur dans le champ.

Il est naturel d'attribuer cette structure à l'orientation des particules anisotropes sous l'influence du champ; cette orientation créerait une dissymétrie spéciale, donnant au milieu une structure *striée;* mais les tentatives que j'avais faites jusqu'ici pour observer cette orientation dans les conditions mêmes où se manifeste le dichroïsme magnétique n'avaient donné aucun résultat.

L'intensité du phénomène présenté par la sidérose (¹) suggère de s'adresser aux liqueurs dont la sidérose est un des constituants. On peut en effet observer dans les conditions suivantes le résultat attendu.

La platine d'un microscope convenablement modifié est placée dans l'entrefer de l'électro-aimant; sur cette platine, on installe une cellule dans laquelle on met quelques gouttes de sulfure de carbone (²) tenant en suspension des particules cristallines de sidérose; en visant avec un objectif qui donne un grossissement de 300 à 400, on voit, au moment où l'on excite le champ, un grand nombre de lamelles rhomboédriques se soulever et s'orienter de façon à se présenter, non pas tout à fait transversales, mais sous un angle plus faible qu'auparavant,

(¹) Voir plus haut.

(²) Il est plus commode d'employer l'aniline, qui n'offre pas les mêmes inconvénients que le sulfure de carbone, à cause de son évaporation rapide; en revanche, les préparations se colorent et deviennent rapidement inutilisables.

si bien que la préparation offre un aspect strié; elles retombent dès qu'on cesse de produire le champ; les larges lamelles paraissent obéir plus aisément à l'action de l'électro-aimant.

Si l'on fixe son attention sur l'une d'elles ou qu'on examine une large lamelle rhomboédrique isolée dans le champ, on peut étudier en détail les particularités de ce mouvement. D'une manière générale, la lamelle se soulève et tend à se tenir en équilibre, comme si elle s'appuyait sur l'un des sommets, et elle s'incline sous un angle tel que l'axe ternaire tend à s'orienter suivant la direction du champ.

On peut en effet faire tourner la préparation, de façon à donner à la section principale, qui est verticale et qui contient l'axe projeté suivant $Ox$, la direction du champ; dans ce cas, le mouvement est une simple rotation autour de la ligne $Oy$ perpendiculaire à $Ox$.

Le mouvement n'a jamais lieu autour d'un des côtés du rhombe pris comme charnière; si en effet on tourne la platine de façon à mettre l'une des arêtes $Oa$ ou $Ob$ perpendiculaire ou parallèle au champ, comme pour faciliter la rotation autour d'une de ces lignes, ce mouvement ne se produit pas; il est remplacé par un autre plus complexe, équivalant à une double rotation, d'abord dans le plan de la préparation, puis autour de la perpendiculaire au champ, comme dans le premier cas.

La facilité avec laquelle se produisent ces déplacements, qui, comme pour le mouvement brownien, sont sans doute la trace de modifications analogues qui s'exécutent dans toute la masse, doit être rapprochée de l'intensité toute particulière avec laquelle la liqueur en question présente le dichroïsme magnétique.

A l'appui de cette façon de voir, je puis citer les expériences que j'ai faites sur un grand nombre d'autres liqueurs; aucune de celles précédemment étudiées ne présentait, à beaucoup près, un dichroïsme aussi considérable; or parmi les liqueurs, au nombre de plus de 500, que j'ai examinées au microscope dans les mêmes conditions de champ, aucune ne m'a permis de constater de semblables orientations.

On peut enfin rappeler les faits suivants : tandis que la sidérose et la dolomie donnent naissance au dichroïsme inverse, la calcite produit le dichroïsme direct; or Plücker et Beer ont annoncé que, si l'on suspend dans le champ de l'électro-aimant des rhomboèdres de ces diverses substances, la sidérose et la dolomie ont leur axe attiré par le champ, qui repousse au contraire l'axe de la calcite; certains échantillons ferrifères présentent d'ailleurs des anomalies. J'ai répété

ces expériences, et j'ai vérifié l'orientation inverse des cristaux sur lesquels ont été prélevés les fragments utilisés pour la préparation des liqueurs mixtes en question.

---

## LA CONSTANTE DE LA LOI DE STEFAN (1);

Par MM. Edmond BAUER et Marcel MOULIN.

1. On sait que le rayonnement qui s'établit à l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme dépend uniquement de la température T de cette enceinte et de l'indice de réfraction du milieu. L'énergie qui passe par seconde à travers l'unité de surface et qui est transportée par des radiations dont la longueur d'onde est comprise entre $\lambda$ et $\lambda + d\lambda$ est, dans le vide, une fonction de $\lambda$ et de T :

$$(1) \qquad dE = E_\lambda d\lambda = F(\lambda, T)\, d\lambda.$$

La connaissance de cette fonction a été précisée par deux lois. La première, énoncée par Stefan, démontrée rigoureusement comme conséquence du principe de Carnot par Boltzmann, et vérifiée par un grand nombre d'expériences est la suivante :

$$(2) \qquad E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \sigma T^4.$$

La deuxième loi due à M. Wien est exprimée par la relation :

$$(3) \qquad E_\lambda = \frac{1}{\lambda^5} f(\lambda \times T);$$

la fonction indéterminée qui y figure étant maintenant une fonction *du produit* $\lambda T$.

L'application des principes de la thermodynamique au rayonnement ne permet pas d'aller plus loin. Ce sont en effet les corps matériels présents dans l'enceinte qui peuvent seuls modifier la nature du rayonnement pour l'amener à l'état d'équilibre stationnaire correspondant à la température T. Pour expliciter la fonction $f$, il est donc nécessaire de faire intervenir les propriétés de la matière.

---

(1) Séance du 3 décembre 1909.

Comme la répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'onde est indépendante de la nature des substances qui se trouvent dans l'enceinte, on peut supposer soit que les électrons qui émettent et reçoivent les radiations sont liés aux molécules et possèdent des périodes propres, soit que tous les électrons sont libres de se mouvoir entre les molécules ; autrement dit, on peut admettre que la matière est constituée par un diélectrique parfait ou par un métal parfait.

Malheureusement, le problème qui se pose, au point de vue physique, d'une manière relativement simple, se heurte à des difficultés mathématiques considérables, et n'a pu être résolu d'une manière rigoureuse que dans le cas des grandes valeurs du produit $\lambda T$, pour lesquelles le champ de la radiation reste pratiquement constant pendant la durée du libre parcours des électrons.

M. Lorentz arrive ainsi à la relation :

$$(4) \qquad E_\lambda = \frac{4}{3} \pi \alpha V \frac{\lambda T}{\lambda^5}.$$

où V est la vitesse de la lumière et $\alpha$ la constante qui lie l'énergie cinétique $w$ des molécules à leur température T :

$$w = \alpha T.$$

D'un autre côté, pour les très petites valeurs du produit $\lambda T$, l'expérience a montré que la fonction $f(\lambda T)$ est de forme exponentielle (formule de Wien) :

$$(5) \qquad E_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

La fonction $f$ doit donc tendre aux limites, d'une part vers la formule de Wien (5) et d'autre part, vers celle de Lorentz (4). De toutes les relations *qui ont été proposées*, la *seule* qui satisfasse à ces conditions est celle de M. Planck :

$$(6) \qquad E_\lambda = \frac{C}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}.$$

Cette relation est en accord assez bon avec l'expérience (Rubens et Kurlbaum) [1], mais il semble qu'il y ait, dans une certaine région,

---

[1] Rubens et Kurlbaum, *Ann. der Phys.*, 4, p. 649 ; 1901.

un écart systématique entre les valeurs théoriques et expérimentales.

Pour arriver à la relation (6) par voie théorique, M. Planck s'est servi des considérations de statistique analogues à celles que fait intervenir la théorie cinétique des gaz. Ses premiers calculs l'avaient conduit à la formule de Wien (5). Dans la forme définitive qu'il a donné à sa théorie, il a introduit une nouvelle hypothèse, un peu arbitraire, qui, si elle se vérifiait dans toutes ses conséquences, nous forcerait à modifier complètement nos idées sur l'éther et sur la propagation des actions électromagnétiques. M. Planck suppose que la structure de l'énergie rayonnante est discontinue et que les différents résonnateurs qui constituent la matière émettent et reçoivent des *atomes d'énergie*, dont la grandeur $\varepsilon$ est d'ailleurs proportionnelle à la fréquence $\nu$ du résonnateur qui les contient :

$$\varepsilon = h\nu,$$

$h$ étant une constante universelle.

Quoi qu'il en soit, la théorie de Planck relie les constantes C et $c$ à $\sigma$ et à $\alpha$ par les relations :

$$(7) \qquad \left\{ \begin{aligned} \frac{C}{c^4} &= \frac{\sigma}{6{,}4938}, \\ \frac{C}{c} &= \frac{4}{3}\pi\alpha V. \end{aligned} \right.$$

On peut remarquer que la formule (6) n'est pas la seule qui jouisse de la propriété de tendre aux limites vers les formes (4) et (5).

**2.** La connaissance précise des constantes du rayonnement, outre une utilité pratique évidente, présente donc actuellement un grand intérêt théorique. En particulier on pourra comparer la valeur de $\alpha$ qu'elles fournissent avec celles qu'ont donné des méthodes absolument différentes.

Il a déjà été fait un grand nombre de déterminations de ces constantes. Elles ont donné pour $\alpha$ des valeurs du même ordre de grandeur que les autres méthodes, parmi lesquelles les plus certaines sont celles de M. Perrin [1] (mouvement brownien), de MM. Regener et Rutherford (particules $\alpha$) [2]. Bien que ces deux méthodes semblent

[1] J. Perrin, *Ann. Chim. et Phys.*; septembre 1909.

[2] Rutherford, *le Radium*, 1908, p. 257 ; Regener, *le Radium*, janvier 1910, p. 8.

l'une et l'autre très précises, elles présentent entre elles un écart systématique d'environ 15 0/0, qu'il est assez difficile d'interpréter actuellement.

La détermination de $\alpha$ par les phénomènes de rayonnement est également susceptible d'une grande précision. Cependant pour la constante $\sigma$ qui fait l'objet du présent travail, les valeurs qui ont été trouvées jusqu'ici par différents expérimentateurs, présentent entre elles des écarts de 15 à 20 0/0.

Comme on peut le voir dans le tableau suivant :

| | | $\sigma$ (watts sec$^{-1}$ degré$^{-4}$) |
|---|---|---|
| Lehnebach | 1874 | $4{,}58 . 10^{-12}$ |
| Kundt et Warburg | 1875 | 4,62 |
| Graetz | 1880 | 4,5 |
| Christiansen | 1883 | 5,04 |
| Kurlbaum [1] | 1898 | 5,32 |
| Scheiner [2] | 1908 | 4,8 |
| Féry [3] | 1909 | 6,3 |
| Todd [4] | 1909 | 5,4 |

Il nous a donc semblé nécessaire de faire une nouvelle détermination $\sigma$.

3. Les procédés que l'on peut utiliser sont de deux types.

On peut : 1° mesurer l'énergie que perd, par rayonnement dans le vide, un corps noirci ;

2° Mesurer l'énergie envoyée par un corps noir chaud sur un autre corps noir plus froid fonctionnant comme récepteur.

Lorsqu'on s'est aperçu que, pour réaliser un corps *parfaitement noir*, il fallait recourir à l'enceinte isotherme de Kirchhoff, on a dû renoncer aux méthodes du premier type.

Avec les autres méthodes il fallait pouvoir mesurer en valeur absolue l'énergie, extrêmement faible, reçue par le récepteur. Pour cela, on a pris comme récepteur une lame noircie dont on déterminait l'élévation de température, soit en mesurant la variation de sa résistance électrique (bolomètre, Kurlbaum), soit à l'aide d'un couple thermo-électrique (Angström, Scheiner). Il

(1) *Wied Ann.*, **65**, p. 746 ; 1898.
(2) J. Scheiner, Pub. d. astrophys. Obs. Potsdam, **18**, Nr. 55, 1908.
(3) Ch. Féry, *Ann. Chim. et Phys.*, **17**, p. 267, 1909.
(4) *Proc. Roy. Soc.*, 1909. — M. Todd ne tient pas compte du pouvoir absorbant de la surface réceptrice (0,94). En en tenant compte, on trouve 5,8. Ses expériences avaient d'ailleurs pour objet la détermination de la conductibilité des gaz.

suffisait de chercher ensuite combien de watts il fallait dépenser dans la lame pour y produire la même élévation de température. Avec une telle méthode, l'emploi d'un récepteur rigoureusement noir (enceinte creuse) était impossible.

M. Kurlbaum avait noirci sa lame bolométrique avec du noir de platine qui semble assez bon conducteur de la chaleur pour que la couche absorbante soit très sensiblement en équilibre de température avec le métal sous-jacent; de plus, quoique ce récepteur ne fût pas rigoureusement noir, il était cependant possible de tenir compte de son pouvoir absorbant. M. Kurlbaum a déterminé ultérieurement (1) ce pouvoir absorbant en mesurant le rapport du pouvoir émissif du noir de platine à 100° à celui d'un corps noir (enceinte creuse à la même température). Il n'est pas certain que le pouvoir absorbant soit le même à 100° ou à 20°, et d'ailleurs M. Kurlbaum ne dit pas s'il en a tenu compte.

M. Féry a cherché à réaliser un récepteur noir en employant un cône creux noirci à l'intérieur et dans lequel il se produit des réflexions multiples assurant une absorption pratiquement complète du rayonnement.

Toutefois, au lieu d'une réflexion régulière, il se produit une diffusion. On peut évaluer l'erreur *maxima* qui en résulte, si l'on suppose que la diffusion s'effectue uniformément dans toutes les directions et qu'un rayon diffusé qui rencontre de nouveau la paroi subit une absorption complète (2). Le calcul, qui est trop long pour pouvoir être reproduit ici montre que, pour un cône de 60°, il sort à peu près la moitié de l'énergie qui serait renvoyée par une surface plane de même étendue que l'ouverture du cône. M. Féry a trouvé que *pour le noir de fumée* un plan renvoie au maximum (pour les grandes longueurs d'ondes) 4 à 5 0/0 de l'énergie qu'absorberait un cône de 60°, il s'ensuit que, si la diffusion était parfaite, ce cône renverrait aussi 4 à 5 0/0 de l'énergie incidente. Or la diffusion n'est pas parfaite, il y a une direction privilégiée autour de la direction de réflexion régulière, surtout quand l'incidence est rasante. On peut donc admettre, pour le cône de 30° que M. Féry utilisait dans sa dernière série d'expériences, que l'erreur devait être inférieure à 1 0/0.

(1) *Wied. Ann.*, **67**, p. 846; 1899.
(2) Si la couche de noir renvoie 10 0/0 de l'énergie incidente, l'énergie renvoyée après une deuxième réflexion n'est que le centième de l'énergie initiale.

Par contre, une difficulté importante intervient dans l'étalonnage de ce récepteur conique. Pour l'étalonnage, M. Féry enroulait autour du cône un fil isolé; il est difficile d'admettre, malgré le revêtement poli qui le recouvrait, que la répartition des températures était la même quand le cône était chauffé par l'intérieur au moyen de la radiation ou par l'extérieur au moyen du courant. Dans ces conditions, l'expérience devait conduire probablement à une valeur trop grande pour la constante $\sigma$.

4. Pour éviter cette cause d'erreur, nous avons effectué l'étalonnage du récepteur conique à l'aide du rayonnement provenant d'une lame de platine chauffée au rouge, rayonnement qui peut être facilement déterminé en plaçant la même lame dans le vide et en mesurant l'énergie qu'il faut y dépenser pour maintenir sa température constante.

Le récepteur conique sert ici d'instrument de comparaison, il n'est donc pas nécessaire qu'il soit parfaitement noir si les rayonnements à comparer sont de composition peu différente; cependant, pour plus de certitude, nous avons préféré utiliser un récepteur aussi noir que possible.

5. Le mode opératoire le plus simple et le plus précis consisterait à placer dans le vide le récepteur et la lame de platine, de façon à faire toutes les expériences dans les mêmes conditions.

Malheureusement nous avons dû reculer devant la dépense et employer une méthode détournée dont le principe est le suivant :

1° Une bande de platine est chauffée dans le vide à l'aide d'un courant électrique, et l'on détermine l'énergie $w$ qu'il faut dépenser par centimètre carré de sa surface pour la maintenir à une température $\theta$.

Pour éliminer l'influence des bouts, on ne fait porter les mesures que sur une partie de la région médiane (uniformément chaude) de la lame.

2° La même lame est ensuite placée dans l'air devant le récepteur et portée à la température $\theta$. On mesure l'élévation de température du récepteur au moyen d'un couple fer-constantan. Cette élévation de température est proportionnelle à l'énergie reçue.

On peut remarquer qu'il est inutile de connaître avec précision la température $\theta$, il suffit de la repérer à l'aide de la résistance. On

peut calculer $\theta$ avec une approximation suffisante pour tenir compte de la dilatation.

3° On remplace alors la lame de platine par un four électrique, et l'on mesure la nouvelle élévation de température du récepteur.

4° Si l'émission du platine obéissait à la loi du cosinus, il serait alors facile de calculer les watts émis par le four.

Nous avions d'abord admis, à la suite des expériences de Möller (1) et de Knoblauch (2), qu'il en était ainsi; mais des expériences directes nous ont montré que cette hypothèse était inexacte et nous ont permis de faire la correction nécessaire.

6. *Récepteur.* — Nous avons employé comme récepteur un télescope pyrhéliométrique qui avait été mis obligeamment à notre dis-

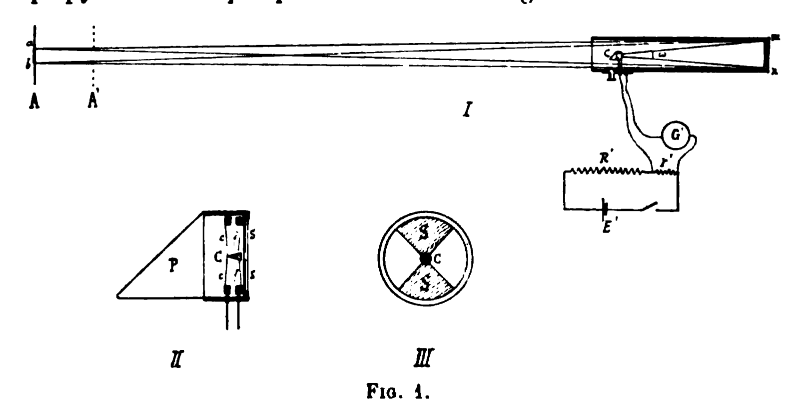



Fig. 1.

position par M. Féry. Cet appareil représenté (*fig.* 1) comporte un petit cône C (II) maintenu par de petits rubans de fer et de constantan (*f* et *c*) et formant par conséquent la soudure d'un couple thermoélectrique. Ces fils sont fixés d'autre part sur deux couronnes de laiton placées dans une petite boîte et qui sont reliées à deux bornes. Le miroir *mn*, de 65 centimètres environ de foyer et de 11 centimètres de diamètre, forme l'image de la lame de platine ou de l'ouverture du four sur ce cône. Les fils *f* et *c* sont protégés par des écrans SS (II et III), de sorte que le cône est seul exposé au rayonnement. Le prisme P sert à la mise au point.

Le montage en télescope du récepteur est précieux en ce sens qu'il

(1) Möller, *Wied. Ann.*, **24**, p. 66 ; 1885.
(2) Knoblauch, *Wied. Ann.*, **1**, p. 1 ; 1877.

évite l'emploi de tout écran limitant l'ouverture du four, puisque le cône ne reçoit que l'énergie émise par la surface qu'il découpe dans l'image. Il est facile de montrer que l'éclat de l'image est égal, à l'absorption près du miroir, à l'éclat $e$ de l'objet visé; si $s$ est la surface de base du cône et $\omega$ l'angle solide sous lequel ce cône voit le miroir l'énergie reçue est :

$$e\omega s,$$

à condition que le cône soit entièrement couvert par l'image.

Il est facile de voir également que la mise au point n'a qu'une importance secondaire si l'objet est assez grand pour que son image couvre largement la soudure. Si, en effet, on suppose que le télescope est pointé sur le plan A, de façon que l'image de $ab$ couvre exactement la soudure, l'énergie reçue sera la même si l'objet vient en A' et s'il est assez large pour être rencontré par les différents rayons tracés sur la figure. Si l'objet visé est assez étendu, la tolérance est assez grande pour qu'il ne résulte aucune erreur de l'incertitude de mise au point. Dans nos expériences, la distance du télescope à l'objet était de 6 mètres et l'image d'un cercle de 8 à 9 millimètres couvrait entièrement le cône; les lames de platine avaient 13 millimètres de largeur et l'ouverture du four 12 millimètres. Nous avons vérifié que la force électromotrice thermo-électrique était proportionnelle à l'angle solide $\omega$ dans des limites supérieures à l'incertitude de mise au point. Nous laissions d'ailleurs constant le tirage de l'instrument et nous placions au même endroit le four électrique et la lame.

**7. Étalonnage.** — L'étalonnage de ce télescope a été fait comme il est dit plus haut au moyen d'une lame de platine dont on avait déterminé le rayonnement par des mesures faites dans le vide.

La principale difficulté que nous ayons rencontrée dans ces expériences provient de ce que la résistance de la lame et l'état de sa surface varient avec le temps lorsqu'on la chauffe. La surface primitivement polie tend à devenir mate, comme on peut le voir sur les microphotographies de la *fig.* 2, où le cliché I montre l'état de la surface avant la chauffe et le cliché II après plusieurs séries d'expériences.

Pour cette raison, nous avons dû effectuer des mesures croisées dans le vide et dans l'air, ce qui nous a obligés à employer, pour

toutes nos expériences, des lames larges dans lesquelles passaient des courants allant jusqu'à 50 et 60 ampères.

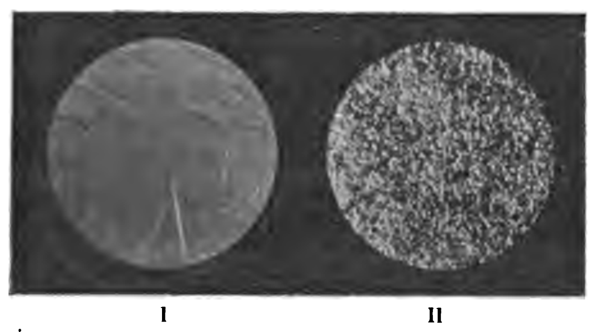



Fig. 2.

Les lames avaient une longueur de 10 à 11 centimètres et une largeur de 13 millimètres environ; leur épaisseur était de $0^{mm},03$ et $0^{mm},04$. Lorsque la lame est chauffée verticalement, même dans l'air, on constate que son éclat est uniforme (¹) sur une longueur de 6 à 7 centimètres dans la région centrale. Dans l'air, la région non uniforme est plus grande en bas qu'en haut à cause de la convection.

Pour mesurer la résistance d'une portion de la région uniforme, nous avons soudé sur la lame P deux fils de platine très fins $p$ (voy. *fig.* 3 et 4) de $0^{mm},05$ de diamètre distants de 2 centimètres environ et qui ne produisaient qu'un refroidissement négligeable. Nous avons d'ailleurs vérifié que ces sondes n'introduisaient pas de perturbations appréciables à l'aide d'un troisième fil, soudé sur la lame à $0^{cm},5$ environ au-dessous du fil inférieur. En effectuant des mesures croisées entre le fil central et les deux autres, nous avons obtenu les mêmes résultats. Par la suite nous avons supprimé le troisième fil, qui compliquait les expériences.

**8.** La *fig.* 3 donne le schéma des montages électriques destinés à la mesure de la résistance R et du courant.

Le courant fourni par une batterie d'accumulateurs B traversait la lame de platine et une résistance étalon $r$ de 0,01 ohm plongée dans un bain de pétrole. Ce courant pouvait être réglé à l'aide du rhéostat R$h$ constitué par un fil de nickel plongé dans un courant

(¹) A condition qu'elle soit au moins au rouge.

d'eau, la résistance R de la partie de la lame comprise entre les deux sondes $p$ était mesurée au moyen du pont double de Thomson $R_1$, $a$, $R'_1$, $a'$.

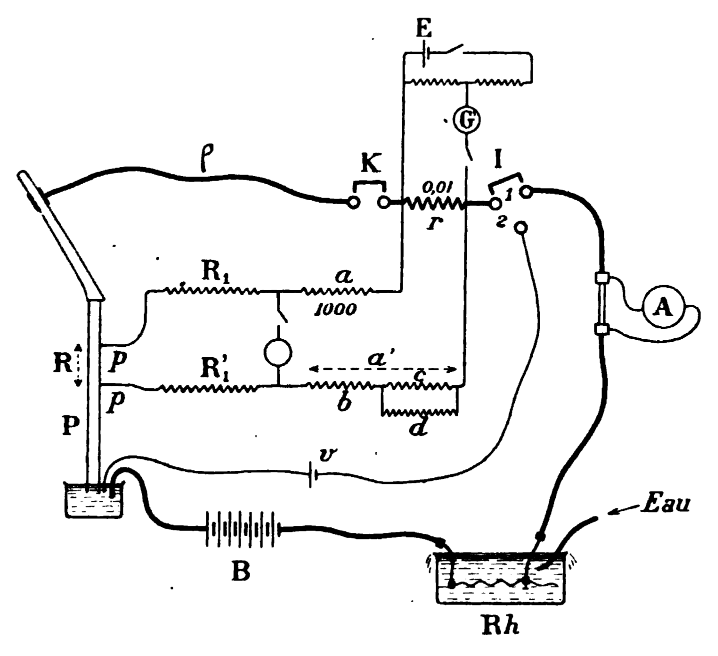



Fig. 3.

On sait que si les résistances du pont satisfont à la relation de Wheatstone

$$\frac{R_1}{R'_1} = \frac{a}{a'}; \tag{8}$$

on a aussi, quand l'équilibre est obtenu au galvanomètre G :

$$\frac{R_1}{R'_1} = \frac{a}{a'} = \frac{R}{r}.$$

quelle que soit la résistance intermédiaire $\rho$.

En réalité, il est nécessaire que $\rho$ soit aussi petit que possible. En effet, il est facile de montrer qu'un déréglage donné du système $R_1$, $R'_1$, $a$, $a'$, a d'autant plus d'influence sur la mesure au pont de Thomson que $\rho$ est plus grand. Dans notre montage, cette résistance était trois fois plus grande que la résistance $r$ ; il fallait donc réali-

ser le réglage (8) des résistances du pont aussi parfaitement que possible pour obtenir une mesure précise de la résistance R et un repérage exact de la température de la lame.

Comme les boîtes de résistance ne sont réglées qu'au millième, nous avons shunté une partie $c$ de la résistance $a'$, à l'aide d'une boîte $d$.

On opérait alors de la manière suivante :

On réglait d'abord approximativement le pont de Thomson à l'aide des résistances $R_1$ et $R'_1$, en maintenant égales ces deux résistances (aux erreurs des boîtes près), suivant la méthode habituelle. Puis on coupait le courant en I, on enlevait le cavalier K et on plaçait le cavalier I en (2) (1). On formait ainsi un pont de Wheatstone (les résistances $r$ et R étant négligeables devant les autres résistances qui étaient de l'ordre de 1.000 ohms) que l'on réglait en faisant varier le shunt $d$. Quand le réglage était obtenu [relation (8)], on faisait passer de nouveau le courant dans la lame et l'on achevait le réglage du pont de Thomson. Il suffisait alors d'agir sur les bobines des ohms et un second réglage n'était pas nécessaire,

On avait alors :

$$\frac{R}{r} = \frac{R_1}{a}.$$

Il suffit que les résistances $R_1$ et $a$ soient exactes en valeurs relatives. La boîte qui nous servait était une boîte à pont Carpentier pour laquelle nous n'avons trouvé que des écarts inférieurs au millième entre les différentes bobines; $a$ était pris sur l'un des bras de pont de cette boîte.

Dans ces conditions, la résistance R était connue au millième.

Pour les expériences dans le vide, on mesurait en même temps le courant à l'aide du potentiomètre indiqué sur la figure.

9. *Expériences dans le vide.* — Pour mesurer l'énergie rayonnée par unité de surface de la lame de platine dans le vide, il fallait mettre cette lame dans une enceinte à parois parfaitement absorbantes et maintenues à température connue. Nous avons d'abord essayé d'employer une enceinte métallique noircie; mais la nécessité de voir ce qui se passe à l'intérieur nous a conduits à nous servir d'un ballon

(1) Pour remplacer la batterie B de 25 volts par un seul accumulateur $v$. Même avec un seul accumulateur sur 2.000 ohms, le réglage était assez délicat, parce que les boîtes étaient formées de bobines paraffinées qui chauffent et varient.

de verre en plaçant la lame de telle manière que les rayons réfléchis ne puissent revenir sur elle qu'après un nombre de réflexions suffisant pour qu'ils soient pratiquement absorbés.

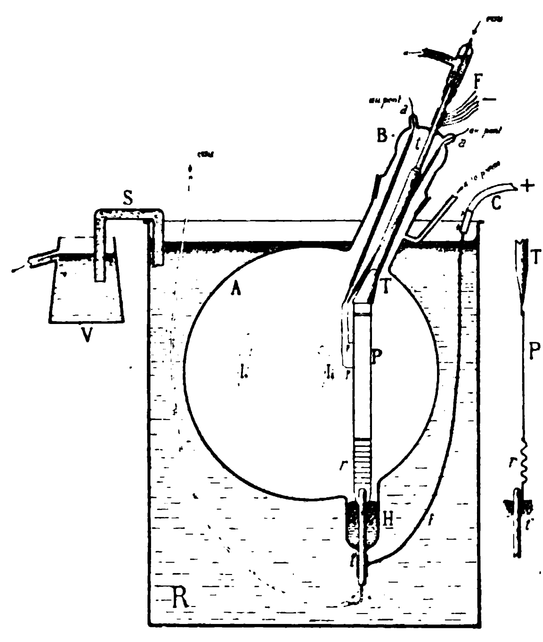



Fig. 4.

Pour réaliser cette condition, nous avons excentré la lame comme le montre la *fig.* 4, en la plaçant dans un plan diamétral; de cette manière, la première caustique se faisait en $I_1$ et la deuxième (après deux réflexions) en $I_2$; nous n'avons pas pu voir la troisième. Le pouvoir réflecteur global du verre étant au maximum de 10 0/0 (4 0/0 d'après la formule de Fresnel $n = 1,5$) l'intensité des rayons qui venaient former la première image était au plus égale au dixième de l'énergie émise, elle était inférieure au centième pour la seconde et au millième pour la troisième. Pratiquement tout se passait comme si la lame avait été placée dans une enceinte à parois parfaitement absorbantes. Le ballon A était placé dans un récipient R où circulait un courant d'eau froide (11 à 13°).

La lame de platine était fixée à l'extrémité d'un tube de cuivre T soudé à un tube de platine *t* qui était lui-même soudé dans le bouchon

rodé B. Ces tubes étaient refroidis intérieurement par un courant d'eau.

Pour plus de commodité, le courant était amené à la partie inférieure de la lame par du mercure H. Dans les premiers essais, ce mercure avait chauffé malgré le refroidissement extérieur et était venu se condenser sur les parois du ballon. Nous avons dû, pour éviter cet inconvénient, amener le courant par un tube *t'* en platine dans lequel circulait un courant d'eau refroidie vers 0° et souder à la partie inférieure de la lame de platine P une lame de cuivre *r* plissée, assez épaisse pour qu'elle s'échauffe peu et assez longue pour qu'elle apporte peu de chaleur au mercure par conductibilité [1]. Dans ces conditions, nous n'avons observé, après plusieurs séries d'expériences, aucune trace de vaporisation du mercure, très facile à déceler par le noircissement du ballon.

Les sondes *p* étaient reliées à l'extérieur par des fils de platine *a* et *a'* gainés dans du verre [2].

**10.** La puissance dépensée dans la région utile de la lame, comprise entre les deux sondes, était donnée par le produit $RI^2$ (n° 8). Il suffisait de connaître la surface intéressée pour calculer la puissance rayonnée par centimètre carré.

Les surfaces des lames à froid ont été mesurées à la machine à diviser. On déterminait, d'une part, la distance des deux sondes et, d'autre part, la largeur de la lame en effectuant de distance en distance une série de mesures dont on prenait la moyenne. La largeur était constante à moins de 0,5 0/0 près et la surface était connue au millième. Comme on le verra plus loin, nous avons opéré avec des surfaces d'étendues différentes en modifiant la position des sondes *p*. La surface de la tranche des lames étant très petite, la surface totale était le double de la surface ainsi mesurée à quelques millièmes près.

Cette surface devait être corrigée pour tenir compte de la dilatation. Pour effectuer cette correction, il fallait connaître la température de la lame. Nous avons calculé cette température d'après la variation de résistance en admettant la formule de MM. Holborn et Day

(1) Si cette lame de cuivre est trop lourde, la lame se courbe dans le sens latéral en forme de selle. Si elle est trop légère, la lame se gondole. Dans nos dernières séries d'expériences, elle était bien tendue.

(2) Les fils étaient au nombre de trois, deux seulement sont figurés, le troisième a servi pour les expériences décrites au paragraphe 7.

(*Ann. der Phys.*, **4**, p. 104; 1901) :

$$R = R_0 (1 + 8,868 . 10^{-6} . t + 1,324 . 10^{-9} t^2),$$

et un coefficient de dilatation superficielle égal à 0,00002 d'après les données de MM. Le Chatelier et Seliwanow [1].

Cette correction ayant toujours été inférieure à 3 0/0, il suffisait de la connaître à quelques pour cent près.

Si S est la surface totale de la lame ainsi corrigée, l'énergie perdue par cette lame est, par centimètre carré et par seconde :

$$w = \frac{RI^2}{S},$$

R étant sa résistance.

**11.** *Expériences dans l'air.* — Après avoir effectué une série de mesures dans le vide, pour différentes températures, on sortait la lame du ballon et on disposait le bouchon dans un support, de manière à la laisser tomber verticalement, la partie inférieure de lame de cuivre *r* plongeant dans un godet de mercure refroidi par un courant d'eau. Pour éviter les courants d'air qui donnent des variations gênantes, mais sans effet sur le résultat des mesures, nous avions disposé de part et d'autre de la lame des écrans noircis et refroidis, orientés de telle sorte qu'ils ne puissent pas lui renvoyer par réflexion diffuse le rayonnement qu'ils en recevaient.

Le télescope était pointé sur la région de lame comprise entre les deux sondes, l'axe du télescope faisait avec la normale un angle de 13° (on en verra plus loin la raison, n° 16).

On mesurait alors simultanément, pour différentes températures, la résistance R (avec le même montage que pour les mesures dans le vide) et d'autre part, à l'aide du potentiomètre $R'r'$ (*fig.* 1), la force électromotrice thermo-électrique *v* de la soudure du télescope. On notait en même temps le courant à l'ampèremètre.

**12.** *Résultat de l'étalonnage.* — Si l'on trace la courbe des forces électromotrices *v* mesurées au télescope en fonction de la résistance de la lame pour une série de températures croissantes, puis, pour une série de températures décroissantes, on constate que les deux

(1) Le Chatelier, *C. R.*, **108**, p. 1096; 1889; — Seliwanow, *Journ. Soc. phys.-chim. russe*, **23**, p. 152; 1891.

courbes ne coïncident pas. Il en est de même dans le cas des expériences dans le vide ($w$ en fonction de R).

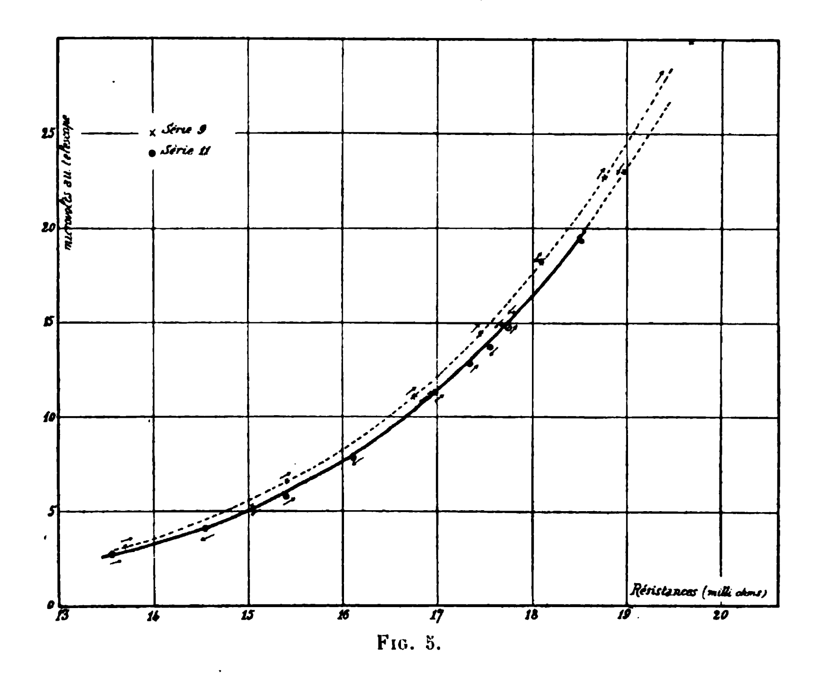



Fig. 5.

Dans certains cas, nous avons trouvé que la résistance de la lame à froid (1) avait varié ; dans d'autres cas, la résistance à froid restait la même et seul l'état de la surface s'était modifié (n° 7). La *fig.* 5 montre nettement cet écart des deux courbes (série 9).

En examinant de près ces courbes, on voit que la modification se produit surtout aux températures élevées. Quand la lame a été chauffée déjà un certain temps, on peut obtenir des points qui se placent sur la même courbe, en montant et en descendant, à condition de ne pas trop prolonger les expériences et de toujours se maintenir au-dessous d'une certaine température. On a observé cette condition dans la série 10, qui a été faite dans le vide, et l'on peut voir que les points de la série 11 se placent tous très près de la courbe descendante de la série 9.

(1) Nous mesurions cette résistance à froid en plongeant la lame dans un bain d'alcool agité par un courant d'air. Nous la déterminions de temps en temps pour contrôler les expériences.

Pour éviter toute incertitude, nous avons toujours effectué des séries croisées, encadrant une série dans le vide par deux séries faites dans l'air, dont on prenait la moyenne, ou inversement.

**13.** Pour chaque valeur de la résistance R de la lame, on connaît donc l'énergie $w$ perdue au total, par l'unité de surface de la lame, et la force électromotrice donnée par le télescope, qui correspond au rayonnement émis dans un angle solide $\omega$ (n° 6) dans une direction qui fait, avec la normale, un angle voisin de 13°. Il est alors facile de tracer la courbe représentant les valeurs de $v$ en fonction de $w$.

Si l'énergie perdue par la lame l'était tout entière par rayonnement, on devrait obtenir une droite passant par l'origine, puisque la soudure, ne s'échauffant jamais de plus de 1°, la force électromotrice $v$ est proportionnelle à l'énergie reçue [1]. Dans nos expériences, il n'en était pas tout à fait ainsi, parce que le vide n'avait pu être poussé suffisamment loin pour supprimer complètement les pertes par conductibilité du gaz résiduel; mais, comme on va le voir, il nous a été facile d'en tenir compte.

La lame de platine chauffée dans un gaz subit des pertes de trois sortes : 1° par conductibilité calorifique du gaz ; 2° par convection ; 3° par rayonnement. Si $t$ est la température extérieure et $\theta$ la température [2] de la lame, la perte par conductibilité est très sensiblement proportionnelle à $\theta - t$ (à la variation près du coefficient de conductibilité moyen du gaz avec la température, assez petite à cause de la grande distance de la lame à la paroi du ballon). La perte par convection varie probablement un peu moins vite que $(\theta - t)^2$ et la perte par rayonnement est sensiblement proportionnelle à une puissance $n$ de $\theta$ qui serait égale à 5, d'après les mesures de MM. Lummer et Pringsheim, ou à 4,6, d'après celles de MM. Féry et Chéneveau. Comme $t$ est constant, on peut écrire en rassemblant tous les termes qui ne contiennent que $t$ dans une même constante :

$$w = a + b\theta + c\theta^2 + f\theta^n,$$

---

(1) On a d'ailleurs vérifié, à l'aide du diaphragme à papillon du télescope, que cette proportionnalité existe même pour des températures beaucoup plus élevées (donnant 1.000 microvolts).

Il faut remarquer que l'on ne peut obtenir une droite que si le rapport du rayonnement émis sous un angle de 13° au rayonnement total est indépendant de la température. On verra (n° 14) que cette condition est suffisamment vérifiée.

(2) Températures absolues.

Or, la force électromotrice au télescope, proportionnelle au rayonnement, est de la forme :

$$v = g\theta^n,$$

de sorte qu'en remplaçant $\theta$ par sa valeur, on a :

$$(9) \qquad w = a + b'v^{\frac{1}{n}} + c'v^{\frac{2}{n}} + f'v,$$

Les termes $b'$ et $c'$ étant d'ailleurs petits, à cause de la faible conductibilité calorifique des gaz et de la position verticale de la lame qui diminue beaucoup l'effet de la convection sur la région utile.

La relation (9) conduit à une courbe dont le coefficient angulaire tend vers une constante quand $v$ augmente ; son asymptote doit être parallèle à la droite d'étalonnage du télescope.

Pour le vérifier, nous avons tracé la courbe de la puissance perdue *dans l'air* par centimètre carré de la région utile de la lame (le courant étant mesuré à l'aide d'un ampèremètre bien étalonné). Cette courbe est tracée en A (*fig.* 6). Les points s'écartent un peu de la courbe par suite des courants d'air ; malgré cela, on voit que la courbe tend rapidement vers une droite.

Dans le vide, le terme en $v^{\frac{2}{n}}$, qui est introduit par la convection, s'annule ; quant à la conductibilité, elle varie peu avec la pression quand celle-ci n'est pas très petite, la pression pour laquelle elle commence à diminuer dépendant d'ailleurs, comme pour la viscosité, des dimensions du récipient. Ce n'est que pour des vides très élevés, que nous ne pouvions atteindre avec l'appareil dont nous disposions, que l'influence de la conductibilité serait supprimée.

Il en résulte que, même dans le vide, on obtiendra une partie légèrement courbe au voisinage du zéro, mais la fonction tendra vers une droite beaucoup plus rapidement que dans l'air à la pression atmosphérique. Il est plus important de maintenir une pression sensiblement constante que de chercher à faire un vide complet. Pendant les séries d'expériences, la pompe (pompe Klein) était en fonctionnement continuel et nous mesurions de temps en temps la pression à la jauge. Nous avons toujours effectué des mesures dans chaque série, d'abord pour des températures croissantes, puis pour des températures décroissantes.

Les points obtenus en combinant les séries faites dans le vide et dans l'air sont portés sur la *fig.* 6 (V), les points correspondant à

chaque série étant marqués par un signe spécial. La surface de la partie rayonnante de la lame et l'épaisseur de cette lame sont indiquées sur le tableau de la figure[1].

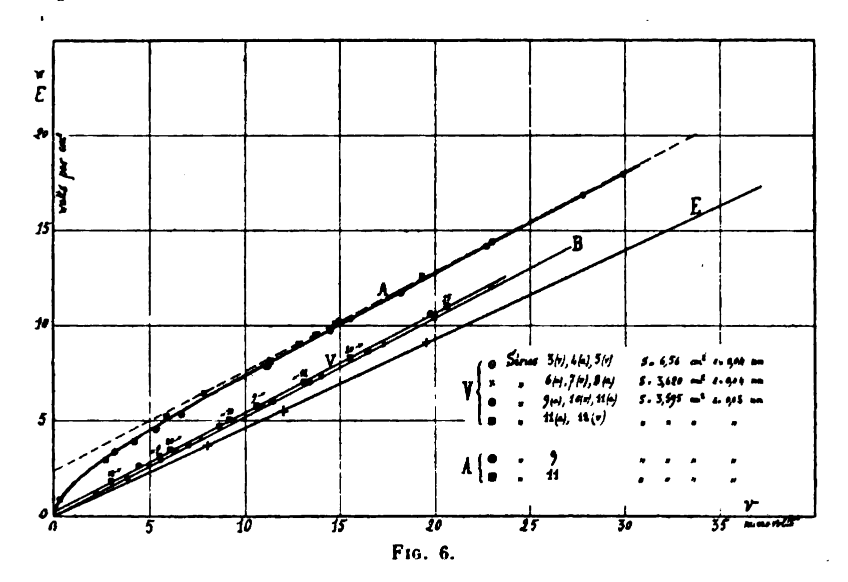



Fig. 6.

On voit que tous les points d'*une même série* sont bien à très peu près sur une droite et que toutes ces droites sont sensiblement parallèles et parallèles aussi à l'asymptote de la courbe A[2].

A côté des points de la série 11-12, nous avons inscrit la pression en millièmes de millimètre de mercure; les flèches indiquent que les mesures ont été faites soit en montant, soit en descendant. On voit qu'une faible variation de pression a peu d'importance dans ces limites; les écarts des points ne semblent pas systématiques.

L'inclinaison de la droite V, qui passe au milieu de tous ces points, peut facilement se déterminer à 1 0/0 près.

La droite OE parallèle à la droite V et qui passe par l'origine donne donc la force électromotrice obtenue au télescope pour la radiation émise par la lame dans une direction qui fait un angle de 13° avec la normale, en fonction de l'énergie *totale rayonnée.*

(1) La lettre placée à côté du numéro des séries indique que la série correspond aux mesures dans l'air (*a*) ou dans le vide (*v*).

(2) Nous considérons la série marquée × comme moins bonne que les autres, car les courbes $v = f(R)$ des séries 6 et 8, ne coïncidant pas par suite de surchauffes de la lame, nous avons dû prendre des moyennes un peu incertaines.

En remplaçant la lame par un corps noir, la force électromotrice donnée par le télescope permettrait de connaître immédiatement l'énergie totale rayonnée par l'ouverture de ce corps noir dans l'angle solide $2\pi$, si le rayonnement du platine était distribué dans l'espace de la même manière que celui du corps noir, c'est-à-dire si l'éclat de ce métal était indépendant de la direction.

**14.** Mais il n'en est pas ainsi. Il est nécessaire d'effectuer une correction pour tenir compte de la variation [1] du rayonnement du platine avec l'angle d'émission.

Pour évaluer cette correction, nous avons fait plusieurs séries de mesures : 1° sur une lame de platine neuve (polie) ; 2° sur l'une des lames qui avaient servi à nos expériences et dont la surface avait un aspect grenu (*fig.* 2).

La lame était montée verticalement dans l'axe d'un goniomètre et l'on pouvait la faire tourner d'un angle connu. Un microradiomètre [2] de Rubens et Schmidt était placé à 1 mètre environ de la lame et recevait le rayonnement de la région uniformément chaude limitée par une fente horizontale refroidie par un courant d'eau.

Le tableau ci-dessous donne dans les colonnes 2, 3 et 4 l'éclat [3], réduit à une valeur 1 pour l'émission normale pour des températures qui correspondent respectivement à des forces électromotrices au télescope de 8, 12 et 19 microvolts.

| | Rayonnement total | | | Rayonnement rouge | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| Angle | 8 mcv | 12 mcv | 19 mcv | Oulianine | Möller | Pt poli | Pt grenu |
| 0 | 1,00 | 1,00 | 1,00 | 1,000 | 1,000 | 1,00 | 1,00 |
| 10 | 0,985 | 0,975 | 0,98 | 0,999 | 0,998 | — | — |
| 20 | 0,977 | 0,977 | 0,96 | 1,000 | 0,998 | — | — |
| 25 | — | — | — | — | — | 0,97 | 1,00 |
| 30 | 0,975 | 0,975 | 0,965 | 1,005 | 0,999 | — | — |
| 40 | 0,985 | 0,996 | 0,98 | 1,015 | 1,004 | 1,02 | 1,00 |
| 50 | 1,030 | 1,04 | 1,03 | 1,046 | 1,008 | 1,00 | 1,00 |
| 60 | 1,15 | 1,145 | 1,12 | 1,090 | 1,008 | 1,07 | 1,00 |
| 70 | 1,37 | 1,35 | 1,35 | 1,167 | 1,015 | 1,10 | 1,00 |
| 80 | 1,73 | 1,81 | 1,77 | 1,159 | 1,029 | 1,13 | 1,00 |
| 85 | 1,88 | 2,03 | 1,94 | — | — | — | — |

(1) Cette variation nous a été signalée par M. Féry.

(2) Le cône de concentration de ce microradiomètre avait été noirci intérieurement au noir de fumée.

(3) Rapport de la déviation au cosinus de l'angle.

On voit que les résultats dépendent très peu de la température. Ils sont relatifs à la lame qui avait servi aux mesures; la lame neuve a donné des valeurs très peu différentes.

On voit que l'éclat, pratiquement constant entre 0 et 40°, augmente ensuite notablement avec l'angle d'émission.

Cette augmentation avait d'ailleurs été prévue par M. Oulianine (1), à l'aide des formules de la réflexion métallique et des constantes optiques du platine pour le rouge, déterminées par Drude. Les résultats de ses calculs sont donnés dans la colonne 5. La variation obtenue pour la radiation totale est beaucoup plus grande que celle qui est prévue pour le rouge. Il serait intéressant de déterminer les constantes optiques du platine pour les grandes longueurs d'ondes (2).

Les calculs de M. Oulianine étaient en contradiction avec les expériences de Möller sur le rouge (colonne 6). M. Oulianine attribuait cet écart au fait que la lame employée par Möller devait être dépolie. Une série d'expériences rapides à quelques pour cent près nous a montré que l'éclat de la lame dans le rouge augmente bien avec l'incidence pour le platine poli, tandis qu'il est pratiquement constant pour une surface grenue (colonnes 7 et 8).

**15.** Les déviations $\delta_\alpha$ mesurées (3) étaient proportionnelles à l'énergie envoyée par la lame dans un angle solide constant pour différents angles d'émission $\alpha$; on avait donc :

$$\delta_\alpha = ke_\alpha \cos \alpha,$$

$e_\alpha$ étant l'éclat dans la direction $\alpha$. On sait d'ailleurs que l'énergie totale envoyée par l'unité de surface est égale à :

$$w = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} e_\alpha \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\delta_\alpha}{k} \sin \alpha d\alpha.$$

Cette intégration s'effectue immédiatement en traçant la courbe et en la pesant. On reçoit au télescope l'énergie envoyée dans un angle solide $\omega$ sous un angle de 13°. Lorsqu'on remplace la lame par l'ouverture

(1) Oulianine, *Wied. Ann.*, **62**, p. 528 ; 1897.
(2) Nous aurions entrepris cette détermination si nous avions pu disposer d'un spectromètre pour infra-rouge.
(3) On a réduit les tangentes aux arcs.

du corps noir dont l'éclat est indépendant de $\alpha$, il faudra que l'éclat de ce corps noir soit égal à $e_{13}$, pour que l'énergie envoyée dans l'angle solide $\omega$ soit la même, et l'énergie totale qu'il émettra sera :

$$E = 2\pi e_{13} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos\alpha \sin\alpha d\alpha,$$

ou

$$E = \pi \frac{\delta_{13}}{k} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\alpha d\alpha = \pi \frac{\delta_{13}}{k}.$$

Au lieu d'effectuer ainsi cette deuxième intégration, nous avons simplement tracé sur le même papier les deux courbes :

$$\delta_\alpha \sin\alpha \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{2} \delta_{13} \sin 2\alpha,$$

en fonction de $\alpha$. Le rapport des poids de ces deux courbes donne alors le rapport $\frac{E}{w}$ de l'énergie émise par un corps noir à l'énergie émise par la lame de platine pour une même force électromotrice au télescope.

La correction $\frac{w - E}{w}$ a varié entre 11,5 et 12,1 0/0. La valeur de E reste donc connue à 1 0/0 près.

On en déduit immédiatement, d'après la droite OB (*fig.* 6), les valeurs de E qui correspondent à 8, 12 et 19 microvolts. La droite OE qui passe par ces points est la droite d'étalonnage du télescope.

Il restait à mesurer la force électromotrice donnée au télescope par un corps noir à température bien connue.

**16. Corps noirs.** — *Conclusion.* — Le corps noir, du type Lummer et Kurlbaum, était placé dans un four Heraeus (*fig.* 7).

Pour éviter autant que possible le refroidissement par courant d'air à l'intérieur du four, nous l'avons incliné et fermé à la partie postérieure par une feuille d'amiante A serrée sous l'armature de fer F ; dans ces conditions, l'air ne pouvait sortir du tube et l'on évitait tout refroidissement trop intense. Le four était placé sur le haut d'une armoire, aussi exactement que possible, au même endroit que la lame de platine; c'est pour cette raison que le télescope visait la lame sous une incidence de 13°.

Pour déterminer $\sigma$, la température qui intervient par sa quatrième puissance doit être connue avec une précision aussi grande que possible. Au lieu de passer par l'intermédiaire d'un couple, nous avons préféré mesurer la force électromotrice du télescope pour la température de fusion de l'or qui a été déterminée par différents physiciens, en particulier par M. Daniel Berthelot et par MM. Holborn et Day [1], à l'aide du thermomètre à air ou d'un dispositif équivalent. Cette température est de 1.064° (1.337° abs.).

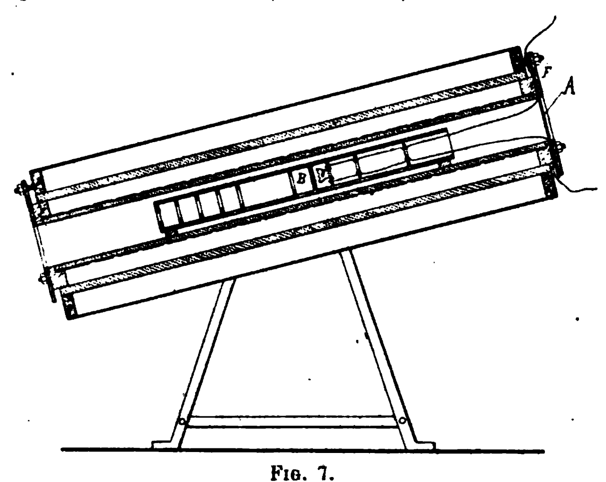



Fig. 7.

Une lame d'or *o* de $0^{mm},02$ d'épaisseur, 1 millimètre de largeur et 1 centimètre environ de longueur était pincée aux extrémités de fils de platine et de platine rhodié maintenus par des disques de porcelaine. Ces fils étaient reliés à un millivoltmètre. On laissait la température monter graduellement (1 degré par minute), et l'on mesurait la force électromotrice du télescope à intervalles de temps réguliers. En notant l'instant où l'or fondait, nettement déterminé par le retour au zéro du millivoltmètre, on obtenait facilement, à l'aide d'une courbe, la force électromotrice $v$ correspondant à 1.064°.

Nous avons trouvé $v = 36,55$ microvolts ; en plaçant l'or dans la chambre B [2] nous avons obtenu 36,45 microvolts. L'écart est de

(1) D. Berthelot, *C. R.*, CXXVI ; 1898 ; — Holborn et Day, *Ann. der Phys.*, **4**, p. 99 ; 1901.

(2) Dans cette chambre, la lame d'or et les fils du couple étaient tout à fait invisibles ; on pouvait donc considérer le dispositif comme équivalent à un corps parfaitement noir. Dans les chambres antérieures, il en est tout autrement, et l'on peut obtenir des résultats quelconques (37 à 37,5 microvolts).

l'ordre des erreurs de mesure; nous avons adopté la moyenne de 36,5 microvolts.

Cette force électromotrice correspond à un pouvoir émissif de 16,9 watts par centimètre carré, ce qui donne, la température ambiante étant d'environ 20° :

$$\sigma = \frac{16,9}{(1\,064 + 273)^4 - (20 + 273)^4},$$

c'est-à-dire :

$$\sigma = 5,3 \,.\, 10^{-12} \text{ (watt cm}^{-2}\text{ degré}^{-4}\text{)}.$$

Nous pensons que la précision de nos expériences est de l'ordre de 1 0/0; il ne nous semble pas qu'il reste d'erreur systématique importante. L'absorption du rayonnement par l'acide carbonique de l'air et par la vapeur d'eau est faible; elle n'a pas à intervenir ici, car la composition des rayonnements du corps noir et du platine (pour une même température *noire*) est à peu près la même. Il en est de même de l'absorption du miroir du télescope.

---

## DISSYMÉTRIES DANS LE PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN PRÉSENTÉ PAR CERTAINES RAIES ET CERTAINES BANDES DES SPECTRES D'ÉMISSION DES VAPEURS (1);

Par M. A. DUFOUR.

### I. — RAIES D'ÉMISSION
### DISSYMÉTRIES D'INTENSITÉS DES COMPOSANTES.

*Décompositions symétriques.* — L'étude des modifications subies par les raies spectrales dans un champ magnétique a montré que, le plus souvent, une raie fournit un certain nombre de composantes, dont les intensités et les places dans l'échelle des fréquences admettent un axe de symétrie qui, jusqu'ici, a paru être presque toujours la raie primitive elle-même. Pour ces raies à décompositions symétriques, l'étude du phénomène de Zeeman, faite parallèlement ou perpendiculairement au champ, a toujours fourni dans les deux

(1) Les résultats indiqués dans ce mémoire ont été exposés en partie devant la Société française de Physique dans la séance du 3 décembre 1909.

cas, comme l'a fait remarquer M. Cotton (1), les mêmes résultats aussi bien au point de vue de la place que de l'intensité des composantes. A la vérité, ces constatations n'ont pas été extrêmement nombreuses : on n'a pas toujours pu surmonter les difficultés expérimentales qu'on rencontre dans ce mode d'observation. Jack (2) déclare même qu'il lui a été impossible d'observer le sens de rotation de la lumière polarisée circulairement des composantes quand elles sont nombreuses.

C'est pourquoi je dirai d'abord un mot de la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène, étudiée par Jack, mais seulement perpendiculairement au champ. Elle fournit 13 composantes magnétiques dont 5 vibrent parallèlement au champ, les 8 autres vibrant perpendiculairement aux lignes de force ; les composantes admettent, comme axe de symétrie de position, la raie initiale ; mais il n'en est pas de même, d'après lui, pour les intensités des composantes vibrant perpendiculairement au champ.

J'ai fait quelques photographies du phénomène de Zeeman relatif à cette raie du tungstène. J'ai pris comme source une étincelle condensée jaillissant entre deux fragments de tungstène métallique dans l'air ; on a naturellement eu soin de mettre une self-induction dans le circuit de l'étincelle. Dans le champ magnétique, qui était ici de l'ordre de 25.000 unités, la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène se décompose effectivement en 13 composantes, comme l'a indiqué Jack, et donne un phénomène de Zeeman considérable. Mais je n'ai pas trouvé exactement les intensités relatives des composantes citées par cet auteur pour les vibrations perpendiculaires au champ ; ces intensités vont en croissant à mesure qu'on s'écarte de la raie initiale ; elles paraissentavoir, en première approximation, cette raie comme axe de symétrie, si l'on a soin de tenir compte, autant que cela est possible, de la cause d'erreur apportée par la raie $\lambda = 4269,9$, peu intense et assez voisine de la raie précédente pour se mélanger à ses composantes quand le champ est intense. J'ai pu réussir à photographier le phénomène longitudinal fourni par cette raie, ce qu'on avait vainement tenté d'effectuer jusqu'ici.

On constate ainsi que, même dans les cas des décompositions

(1) Cotton, *Société française de Physique*, séance du 7 mai 1909. Voir *le Radium*, 6 (1909), 188-190.
(2) Jack, *Thèse*, Göttingen, 1908.

compliquées symétriques, la corrélation entre les résultats obtenus dans les deux sens principaux d'observation se vérifie.

*Décompositions dissymétriques.* — Pour d'autres raies d'émission, on a déjà constaté, dans l'observation faite perpendiculairement au champ, que la symétrie d'intensités n'existe plus par rapport à la raie initiale. On en trouvera des exemples assez nombreux dans le travail de Jack sur le tungstène et le molybdène, et de Moore (¹) sur le thorium. Cette dissymétrie n'a pas encore été signalée pour les raies d'émission dans l'observation du phénomène de Zeeman faite parallèlement aux lignes de force. Au cours des recherches que je poursuis sur le phénomène de Zeeman présenté par les bandes des vapeurs, j'ai rencontré quelques raies d'émission, parfaitement fines et bien définies et qui m'ont donné des composantes dont les intensités sont plus ou moins dissymétriques par rapport à la raie initiale; j'ai pu ainsi établir la corrélation entre les phénomènes observés parallèlement au champ et ceux qu'on obtient dans l'observation perpendiculaire, même dans le cas des dissymétries (²). Ce sont ces résultats expérimentaux que je vais d'abord exposer.

*Technique employée.* — J'ai utilisé comme source la flamme du chalumeau oxyacétylénique que j'ai déjà décrit et dans laquelle on injecte de l'oxyde de chrome pur du commerce. Je me suis limité à l'étude de la région du spectre comprise entre $\lambda = 5200$ et $\lambda = 5410$, qui contient le triplet vert intense du chrome, de longueurs d'onde 5204,49 ; 5206,02 et 5208,40 et un certain nombre d'autres raies moins intenses.

On a aussi employé l'étincelle condensée, avec self-induction dans le circuit, jaillissant entre deux fragments de chrome métallique. Mais les raies obtenues sont beaucoup moins fines et moins intenses qu'avec la flamme. Aussi je n'ai pu observer dans ces conditions que le triplet vert signalé précédemment. Les résultats donnés par l'étincelle ont été exactement les mêmes que ceux fournis par la flamme.

Le dispositif optique est celui qui m'a déjà servi dans des recherches antérieures (³). J'ai eu à ma disposition un gros électro-aimant Weiss, dont les noyaux ont $17^{cm},5$ de diamètre et qui m'a fourni, entre pièces polaires percées et dans un entrefer de 8 à 10 millimètres, un champ de 28.000 unités environ. J'ai pu atteindre avec un entrefer plus petit

(¹) Moore, *Phys. Zeits.*, **10** (1909), 297.
(²) *C. R.*, **148** (1909), 1594.
(³) *Le Radium*, **5** (1908), 291.

un champ de 35.000 unités, mais les conditions d'observation étant moins commodes, j'ai opéré en général dans un champ de 28.000 unités seulement.

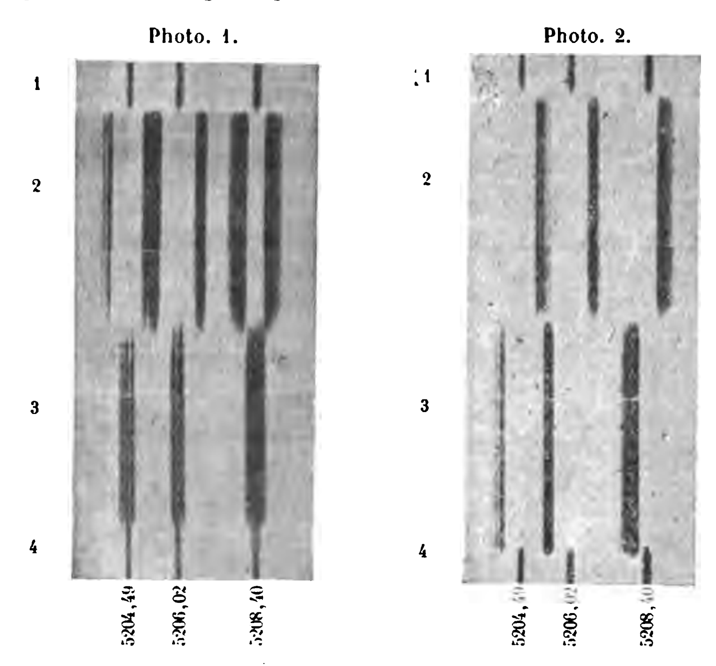
Les plaques photographiques ont été des plaques Wratten; les poses ont duré en général une trentaine de minutes pour obtenir le spectre de la flamme dans le champ magnétique. Pour les photographies faites dans l'observation longitudinale, les régions correspondant aux vibrations circulaires de sens différents sont photographiées en même temps, grâce à l'artifice connu du double quart d'onde; de même dans l'observation faite perpendiculairement au champ, le spectre des vibrations parallèles aux lignes de force est photographié en même temps que celui des vibrations perpendiculaires aux premières, par suite de l'emploi d'une lame demi-onde convenablement orientée. Enfin, dans certains cas, on a photographié sur la même plaque le spectre obtenu en l'absence de tout champ magnétique.

Les photographies 1 et 2 sont des agrandissements directs des négatifs originaux; ceux-ci étant excellents, ils ont pu supporter un agrandissement de 12 fois et demi, ce qui transforme la plaque $9 \times 12$ centimètres utilisée en une plaque de $1^m,10$ sur $1^m,50$. On a donc été forcé de couper les épreuves agrandies obtenues et de juxtaposer les parties intéressantes qu'on trouvera ici; dans ce travail de coupure et d'assemblage, on a eu soin de ne pas séparer les parties qui doivent être comparées ensemble. Les régions supérieures et inférieures 1 et 4 des reproductions montrent les raies en l'absence de tout champ magnétique; les régions centrales 2 et 3 donnent les spectres des vibrations circulaires ou rectilignes suivant que l'observation est faite parallèlement ou perpendiculairement au champ (dans ce dernier cas, la région 2 est formée des vibrations perpendiculaires au champ).

*Résultats obtenus.* — On n'a observé qu'une douzaine de raies fournies par la flamme de l'oxyde de chrome dans la partie verte du spectre. Le triplet vert du chrome avait déjà été étudié au point de vue du phénomène de Zeeman par Miller[1]. Il avait trouvé que chacune des raies de ce triplet fournissait elle-même un triplet. Grâce aux moyens plus puissants que j'ai employés, j'ai pu préciser ces résultats et montrer que la raie $\lambda = 5204,49$ donne un nonuplet, la raie $\lambda = 5206,02$ fournit un sextuplet et que la raie $\lambda = 5208,40$ se

(1) Miller, *Ann. der Phys.*, **24** (1907), 125.

décompose en 15 composantes (photographies 1 et 2). En outre, l'une de ces raies présente des composantes d'intensités dissymétriques, fait non signalé par Miller.




J'ai calculé pour chacune de ces raies la valeur du rapport $\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2}$ où $\lambda$ est exprimé en centimètre et H en gauss; pour des composantes ayant l'écart normal, la valeur de ce rapport est $0{,}94\ 10^{-4}$, d'après les mesures de MM. Cotton et Weiss. C'est cette valeur que j'ai prise comme unité pour exprimer les écarts des différentes composantes données par une même raie.

Les résultats des observations et des mesures faites sur les clichés photographiques sont indiqués dans le tableau suivant (pages 282-285).

Remarques. — 1° Il n'y a aucun doute possible sur l'existence des dissymétries d'intensités de composantes qui ont le même sens de vibration, puisqu'on les obtient ensemble sur la même plaque; il en est de même pour la corrélation entre les dissymétries d'intensités observées perpendiculairement aux lignes de force et celles qu'on obtient dans l'observation faite parallèlement au champ;

2° Les valeurs absolues des écarts des différentes composantes sont seulement approximatives, à cause des difficultés qu'on rencontre dans la mesure des clichés et de la précision peu élevée atteinte dans la mesure des champs. Les nombres relatifs à une même raie et obtenus à l'aide de clichés différents s'écartent les uns des autres d'une quantité variable qui peut atteindre au dixième de leur valeur ; il en résulte que les nombres donnés ici, et qui en sont les moyennes, ne doivent pas être exacts à plus de 5 0/0 près.

Pourtant, dans certains cas, quelques conclusions peuvent être énoncées sans aucun doute. C'est ainsi que les doublets *cd* et *ef* de la raie $\lambda = 5264{,}15$ ont certainement des écarts différents.

*En résumé*, les résultats précédents peuvent s'exprimer ainsi : Les mêmes symétries ou dissymétries de positions ou d'intensités des composantes d'une même raie se retrouvent qualitativement et quantitativement, au moins en première approximation, *aussi bien dans l'observation longitudinale du spectre des vibrations circulaires* que dans l'observation faite transversalement du spectre des vibrations perpendiculaires aux lignes de force. De plus, les écarts des composantes sont en rapport simple avec l'écart normal, aux erreurs d'expérience près.

Nous allons obtenir des résultats tout à fait analogues dans l'étude du phénomène de Zeeman présenté par certaines bandes d'émission.

## II. — BANDES D'ÉMISSION DISSYMÉTRIES D'INTENSITÉS DES COMPOSANTES.

J'ai pu trouver des exemples de dissymétries d'intensités des composantes magnétiques de quelques bandes d'émission, et en faire l'étude dans les deux sens principaux d'observation. M. J. Becquerel avait déjà observé, parallèlement aux lignes de force, des dissymétries d'intensités des décompositions magnétiques de certaines bandes d'absorption de cristaux de terres rares, comme le xénotime et la tysonite [1].

J'ai étudié par la photographie les décompositions magnétiques des bandes vertes du fluorure de calcium et de la bande orangée du

(1) *Le Radium*, 5 (1908), p. 5.

| RAIE | INTENSITÉ APPROXIMATIVE | COMPOSANTES VIBRANT PARALLÈLEMENT AUX LIGNES DE FORCE<br>Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies | Intensités approximatives des composantes | Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité | Remarques relatives aux intensités des composantes |
|---|---|---|---|---|---|
| 5204,49 (donne un nonuplet) | 160 | Photo. 1, rég. 3 { $a$ .. $b$ .. $c$ .. | 20<br>22<br>22 | $ab = bc = 1/4$ environ | Très légère dissymé[trie] dans les intensités [des] composantes extrê[mes] par rapport à la c[om]posante centrale. |
| 5206,02 (donne un sextuplet) | 180 | Photo. 1, rég. 3 { $a$ .. $b$ .. | 30<br>30 | $ab = 2/5$ environ | Symétrie d'intensités [par] rapport à la rai[e cen]tiale. |
| 5208,40 (donne 15 composantes) | 200 | Photo. 1, rég. 3 { $\alpha$ .. $\beta$ .. $\gamma$ .. $\delta$ .. $\epsilon$ .. | 16<br>16<br>16<br>16<br>16 | $\alpha\beta = \beta\gamma = \gamma\delta = \delta\epsilon$ = environ 1/6 | Symétrie d'intensités [par] rapport à la raie [cen]tiale. |
| 5247,56 (donne un triplet) | 50 | $\alpha$ .. | 18 | | |
| 5264,15 (donne un sextuplet) | 80 | $a$ .. $b$ .. | 14<br>18 | $ab$ = environ 1 | Intensités dissymét[riques,] la composante ret[...] est la plus intense |
| 5265,70 (donne un quadruplet) | 30 | $\alpha$ .. $\beta$ .. | 8 ?<br>8 ? | $\alpha\beta$ = environ 1/5 | |
| 5296,69 (donne 7 ou 8 composantes). | 75 | $a$ .. $b$ .. $c$ .. | 10<br>10<br>5 | $ab = bc = 1/2$ environ | Intensités dissymét[riques;] les composantes [...]lérées sont plus [in]tenses que les autr[es] |

COMPOSANTES VIBRANT PERPENDICULAIREMENT AUX LIGNES DE FORCE

| Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies | Intensités approximatives des composantes | Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité | Remarques relatives aux intensités des composantes |
|---|---|---|---|
| Photo. 1, rég. 2 $d$ ...<br>et $e$ ...<br>Photo. 2, rég. 3 $f$ ...<br>Photo. 1, rég. 2 $g$ ...<br>et $h$ ...<br>Photo. 2, rég. 2 $i$ ... | 3<br>10<br>15<br>25<br>20<br>10 | $de = ef = gh = hi$ $= 1/4$ environ<br>$fg = 3/2$ environ | Les composantes $d$, $e$, $f$, sont moins intenses que celles qui lui correspondent du côté du rouge. On le voit sur la photographie 1, bien que ces composantes viennent se mélanger à celles de la raie 5206,02. Ce qui est intéressant c'est que la dissymétrie d'intensité observée perpendiculairement au champ se retrouve, et cette fois les composantes sont pures, dans l'observation faite parallèlement au champ (photo. 2). L'identité des phénomènes observés dans les deux sens principaux d'observation existe aussi pour tous les résultats donnés dans ce tableau.<br>L'étincelle entre pointes de chrome permet de faire les mêmes constatations que la flamme. |
| Photo. 1, rég. 2 $c_1$ ..<br>Photo. 2, rég. 3 $c_2$ ..<br>Photo. 1, rég. 2 $d_1$ ..<br>Photo. 2, rég. 2 $d_2$ .. | 45 ?<br>15 ?<br>15<br>45 | $c_1c_2 = d_1d_2 = 1/6$ environ<br>Distance de $(c_1c_2)$ à $(d_1d_2) = 2$ env. | On n'arrive à voir que le dédoublement $d_1d_2$, car $c_1c_2$ se mélangent aux composantes de la raie précédente.<br>Il y a symétrie d'intensités des composantes par rapport à la raie initiale. |
| Photo. 1, rég. 2 / Photo. 2, rég. 3 $a_1$ ..<br>$a_2$ ..<br>$a_3$ ..<br>$a_4$ ..<br>$a_5$ ..<br>Photo. 1, rég. 2 / Photo. 2, rég. 3 $b_1$ ..<br>$b_2$ ..<br>$b_3$ ..<br>$b_4$ ..<br>$b_5$ .. | 8<br>10<br>12<br>14<br>16<br>16<br>14<br>12<br>10<br>8 | L'écart de deux composantes consécutives $a$ ou $b$ est d'environ 1/6.<br>$a_5b_1 =$ environ 1 | Mesures difficiles. Symétrie d'intensités par rapport à la raie initiale. |
| $a$ ...<br>$b$ ... | 16<br>16 | $ab =$ environ 5/2 | Intensités symétriques. |
| $c$ ...<br>$d$ ...<br>$e$ ...<br>$f$ ... | 14<br>14<br>10<br>10 | $cd = 0{,}45$ environ<br>$ef = 0{,}52$ environ<br>La distance du milieu de $cd$ au milieu de $ef$ est égale à 2 environ. | On trouve ici les deux types de dissymétries : 1° dissymétries de position des composantes, puisque l'écart du doublet $ef$ est plus grand que celui du doublet $cd$ ; 2° dissymétries d'intensités, ce dernier étant moins intense que l'autre. Enfin il faut encore noter que les milieux de ces deux doublets et le milieu du doublet $ab$ admettent à peu près un même axe de symétrie dont la place sera fixée tout à l'heure. |
| $a$ ...<br>$b$ ... | 5<br>10 | $ab = 2$ environ | Dissymétries d'intensités ; la composante retardée est la plus intense. |
| $d$ ...<br>$e$ ...<br>$f$ ...<br>$g$ ...<br>$h$ ... | 5<br>10<br>20<br>10<br>5 | $de = ef = fg = gh$ $=$ environ 1/2 | Intensités dissymétriques ; les composantes accélérées sont les plus intenses. |

| RAIE | INTENSITÉ APPROXIMATIVE | COMPOSANTES VIBRANT PARALLÈLEMENT AUX LIGNES DE FORCE | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | Désignation en allant du violet vers le rouge c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies | Intensité approximatives des composantes | Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité | Remarques relatives aux intensités des composantes |
| 5298,25 (donne 8 ou 10 composantes) | 90 | *a* . .<br>*b* . . | 20<br>30 | *ab* = environ 3/5 | Intensités dissymétriq.; la composante retardée est la plus intense. |
| 5345,81 (donne 9 ou 10 composantes) | 100 | *a* . .<br>*b* . .<br>*c* . .<br>*d* . . | 6<br>10<br>10<br>14 | *ab* = *bc* = *cd* = 1/5 environ | Intensités dissymétriq.; les composantes retardées sont les plus intenses. |
| 5348,31 (donne un quadruplet) | 70 | *a* . .<br>*b* . . | 15<br>18 | *ab* = environ 1/2 | Intensités dissymétriq.; la composante retardée est la plus intense. |
| 5409,78 (donne un triplet diffus) | 130 | *a* . . | 50 | | Cette composante est dégradée vers le violet. |

chlorure de strontium, ces deux corps étant volatilisés dans la flamme du chalumeau oxyacétylénique que j'ai déjà décrit.

*Bandes vertes du fluorure de calcium.* — Ces bandes, appelées $B_1$ et $B_2$ par M. Fabry, sont formées, comme on sait, d'arêtes dégradées vers le rouge, chaque bande étant elle-même dégradée vers le rouge; la tête de la bande a pour longueur d'onde dans l'air $\lambda = 5291{,}08$ pour $B_1$ et $\lambda = 5292{,}98$ pour $B_2$; cette dernière bande est la plus intense.

Sous l'influence du champ magnétique, qui a atteint ici une valeur de 31.700 unités [1], chaque arête de la bande $B_1$ observée normalement au champ, fournit six composantes magnétiques dont quatre vibrent perpendiculairement au champ et les deux autres (peut-être double chacune) vibrent parallèlement aux lignes de force. Il existe une dissymétrie d'intensité nette entre ces deux dernières compo-

[1] La mesure du champ a été faite au moyen du phénomène de Zeeman donné dans ce même champ par les raies bleues du zinc et en partant des nombres publiés à ce sujet par MM. Cotton et Weiss (*Bulletin des Séances*, p. 140; 1907; — et *J. de Phys.*, t. VI, p. 429; 1907).

COMPOSANTES VIBRANT PERPENDICULAIREMENT AUX LIGNES DE FORCE

| ignation en allant iolet vers le rouge, t-à-dire de gauche à droite les photographies | Intensités approximatives des composantes | Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité | Remarques relatives aux intensités des composantes |
|---|---|---|---|
| c... d... e... f... g... h... | 5 6 4 6 9 10 | $cd = de = fg = gh$ = environ 1/5 $ef$ = environ 6/5 | Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale; les composantes retardées sont les plus intenses. |
| e... f... g... h... i... j... k... | 1 3 28 15 10 5 1 | $ef=fg=hi=ij=jk$ = environ 1/5 $gh$ = environ 4/5 | Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale. On voit avec beaucoup de peine les composantes *ef* noyées dans le dégradé de *g*. |
| c... d... | 17 20 | $cd$ = environ 3/2 | On constate une dissymétrie d'intensités de sens inverse à celle des composantes de la raie précédente. |
| a... b... | 40 40 | $ab$ = environ 8/7 | Les composantes *a* et *b* sont dégradées, la première vers le violet, la seconde vers le rouge; elles sont sensiblement symétriques par rapport à la raie initiale. |

santes : celle qui est retardée est la plus intense. Chaque arête de la bande $B_2$ fournit une même décomposition ; on trouve aussi une dissymétrie d'intensité pour les composantes vibrant parallèlement au champ, mais plus faible et de sens contraire à la précédente. Quant aux composantes vibrant perpendiculairement aux lignes de force, les légères dissymétries d'intensités qu'on constate entre les composantes extrêmes s'observent dans les deux modes principaux d'observation, mais bien plus facilement dans l'observation longitudinale, car les composantes sont alors nettement séparées.

*Bande orangée du chlorure de strontium.* — Les arêtes de cette bande ainsi que la bande elle-même sont dégradées vers le violet. Chaque arête se décompose dans le champ magnétique en 6 et peut-être 8 composantes, dont 2 vibrent parallèlement aux lignes de force et les autres dans le sens perpendiculaire. Cette bande fournit aussi un exemple de dissymétries d'intensité pour le doublet formé par les vibrations parallèles au champ ; la composante retardée est cette fois la moins intense.

| Bande | Intensité approximative de l'arête la plus forte | Direction de la vibration des composantes magnétiques | Désignation des composantes en allant du violet vers le rouge | Intensités approximatives des composantes | Ordre de grandeur des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité |
|---|---|---|---|---|---|
| $CaF^2$ $B_1$ | 80 | Perpendiculaire aux lignes de force | *c* | 2 | |
| | | | *a* | 12 | $cb = 6/5$ |
| | | | *d* | 18 | $ad = 1/5$ |
| | | | *b* | 8 | |
| | | Parallèle au champ | $\alpha$ } ? | 2 | $\alpha\delta = 6/5$ |
| | | | $\beta$ | 2 | |
| | | | $\gamma$ } ? | 18 | $\beta\gamma = 3/5$ |
| | | | $\delta$ | 18 | |
| $CaF^2$ $B_2$ | 200 | Perpendiculaire au champ | *e* | 10 | |
| | | | *g* | 48 | $eh = 6/5$ |
| | | | *f* | 40 | $fg = 2/5$ |
| | | | *h* | 2 | |
| | | Parallèle au champ | $\varepsilon$ | 55 | $\varepsilon\varphi = 4/5$ |
| | | | $\varphi$ | 45 | |
| $SrCl^2$ $\lambda = 6362$ | 180 | Perpendiculaire au champ | *a* | 10 | |
| | | | *d* | 40 | $ab = 8/5$ |
| | | | *c* | 30 | |
| | | | *b* | 10 | |
| | | Parallèle au champ | $\alpha_1$ } ? | 40 | $\alpha_1\beta_2(?) = 3/5$ |
| | | | $\alpha_2$ | 40 | |
| | | | $\beta_1$ } ? | 5 | $\alpha_2\beta_1(?) = 1/5$ |
| | | | $\beta_2$ | 5 | |

Le tableau ci-dessus précise les résultats obtenus ; les valeurs numériques données ne fixent que l'ordre de grandeur des phénomènes, la texture de ces bandes limitant beaucoup la précision des mesures.

Ces bandes présentent un phénomène de Zeeman longitudinal remarquable. Chaque arête de la bande $B_1$ fournit dans ces conditions d'observation un doublet principal négatif $\left(\text{de l'ordre de } \frac{1}{5} \text{ de l'écart normal}\right)$ *et* un doublet secondaire positif $\left(\text{de l'ordre de } \frac{6}{5}\right)$. Pour la bande $B_2$, les résultats sont différents : chaque arête donne un doublet principal positif $\left(\text{de l'ordre de } \frac{2}{5}\right)$ *et* un doublet secondaire négatif $\left(\text{de l'ordre de } \frac{6}{5}\right)$. Ce qui est intéressant ici, c'est l'existence simultanée des deux effets positif et négatif avec des doublets de valeurs nettement distinctes. C'est le premier exemple d'une telle

décomposition rencontré dans les spectres des vapeurs, et il est particulièrement net ([1]).

Les arêtes de la bande $\lambda = 6362$ du chlorure de strontium fournissent, lors de l'observation longitudinale, une décomposition magnétique encore plus compliquée; chaque arête de cette bande se comporte comme si elle comprenait à la fois : 1° une partie principale insensible au champ; 2° un doublet secondaire positif très visible $\left(\text{de l'ordre de } \frac{8}{5} \text{ de l'écart normal}\right)$; 3° une partie négative difficilement visible, peu intense et donnant un effet beaucoup plus petit.

On constate en outre des *différences de netteté*. En particulier, pour les bandes $B_1$, $B_2$, lors de l'observation longitudinale, la seule commode, on trouve une différence de netteté entre les composantes formées de vibrations circulaires différentes ; les composantes qui vibrent dans le sens des courants d'Ampère sont les moins nettes. Ce phénomène pourrait s'expliquer si l'on admettait que la partie dégradée des arêtes est discontinue et que ses diverses parties ne se comportent pas exactement de la même manière.

### III. — POSITION DES COMPOSANTES PAR RAPPORT A LA RADIATION INITIALE.

On a déjà signalé quelques exemples de raies d'émission dont les composantes ne sont pas symétriques en position par rapport à la raie initiale; je citerai, par exemple, la raie $\lambda = 4298,55$ du tungstène qui, d'après Jack, donne six composantes dont les intensités seules sont symétriques par rapport à la raie initiale ; la raie $\lambda = 4543,66$ du même corps donne, d'après le même auteur, six composantes aussi dont les positions et les intensités sont dissymétriques par rapport à la raie initiale. On en trouvera aussi un certain nombre d'exemples dans le travail de Moore, déjà cité. Zeeman et Gmelin ont montré que, dans le cas du triplet, donné par la raie jaune du mercure $\lambda = 5790$, la composante vibrant suivant les lignes de force est déplacée du côté du rouge par rapport à la raie initiale, l'écart variant proportionnellement au carré du champ. Mais, dans toutes ces expériences, les observations ont été faites avec la lumière

---

([1]) Ce résultat est à rapprocher des constatations faites par M. J. Becquerel sur la bande 5221 du xénotine (*Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 914). La bande D du fluorure de calcium fournit un phénomène analogue, mais son étude est incommodé.

émise perpendiculairement au champ. Il y avait un grand intérêt théorique à voir si les mêmes phénomènes s'observent aussi bien dans l'observation faite parallèlement aux lignes de force, pour les raies d'émission.

Relativement aux spectres de bandes, M. J. Becquerel avait constaté, lors de l'observation longitudinale, que le milieu du doublet de la bande 5221 du spectre d'absorption du xénotime est dans un champ de 24.000 gauss, déplacé de 0,01 à 0,02 $\mu\mu$ du côté violet(1). Récemment (2) il a étudié d'autres bandes de cristaux de terres rares dans le même sens d'observation et cherché l'influence des conditions expérimentales sur la nature et la grandeur des dissymétries présentées par les composantes magnétiques de ces bandes.

Les recherches que j'ai faites sur les dissymétries de positions des composantes magnétiques des raies et des bandes d'émission, ont été effectuées suivant les deux sens principaux d'observation, de la manière suivante :

1° Étude des raies. — Il faut obtenir sur la même plaque le spectre de la flamme en l'absence de tout champ magnétique et le spectre modifié par le champ; de leur comparaison résulteront les positions des composantes par rapport à la raie initiale. Comme le décalage cherché, s'il existe, est petit, la plus grande difficulté expérimentale qui se présente est d'être certain que le système optique n'a pas subi de variations accidentelles ne se détruisant pas elles-mêmes. Toute la certitude du résultat repose sur cette condition. On a fait alors les trois séries d'expériences suivantes.

a) *Poses intercalées.* — L'observation du phénomène de Zeeman a été faite ici avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force. On a intercalé les unes dans les autres les poses des régions différentes des clichés. Par exemple la photographie 1 de ce travail provient d'un cliché pour lequel les poses ont été ainsi conduites : les régions 1 et 4 (en l'absence de tout champ magnétique) ont été photographiées en même temps ; il en est de même pour les régions 2 et 3, obtenues quand la source lumineuse est dans le champ. L'ordre et la durée des impressions ont été les suivants :

---

(1) *C. R.*, CXLVIII (1909), p. 914.
(2) *C. R.*, CXLIX (1909), p. 200 et 392.

| | | |
|---|---|---|
| Région 1-4 | 5 | minutes de pose |
| — 2-3 | 15 | — |
| — 1-4 | 5 | — |
| — 2-3 | 15 | — |
| — 1-4 | 5 | — |

Il est donc bien probable que les variations lentes du système optique, s'il y en a, ont affecté également la place des raies pour les quatre régions et qu'elles disparaissent dans la comparaison du spectre 1-4 et du spectre 2-3. On peut ainsi obtenir la place de la raie initiale par rapport aux composantes de l'un et l'autre sens de vibration.

b) *Spectre du fer pris comme repère.* — On a fait ensuite, toujours dans le même sens d'observation, mais en se limitant aux composantes vibrant perpendiculairement au champ, les photographies suivantes : on enregistre sur une même plaque le spectre de ces vibrations, le spectre de la flamme en l'absence du champ magnétique et le spectre du fer, comme suit :

Région 1. La flamme est dans le champ magnétique... vingt minutes de pose.

Région 3. Arc au fer... une minute de pose.

Région 1. Flamme dans le champ... vingt minutes de pose.

Puis :

Région 2. Flamme en l'absence du champ... dix minutes de pose.

Région 4. Arc au fer... une minute de pose.

Région 2. Flamme en l'absence du champ... dix minutes de pose.

La comparaison des spectres de l'arc au fer 3 et 4 permet de constater et de mesurer les déplacements du châssis, s'il y en a. On les a d'ailleurs trouvés négligeables.

c) *Poses simultanées.* — On peut encore objecter à ces deux premiers procédés que, malgré les précautions prises en croisant les poses, il peut y avoir variation de l'indice de l'air dans la salle et déplacement de la plaque sans qu'on puisse le constater.

On a alors fait les expériences suivantes qui paraissent bien être à l'abri de toute critique : on utilise deux flammes à oxyde de chrome, l'une dans le champ magnétique, l'autre en dehors du champ, et placées en ligne droite avec la fente du spectroscope, de manière que les *deux sources* donnent *ensemble* leurs spectres. Dans ces expériences on observait parallèlement aux lignes de force et en l'absence de tout appareil de polarisation. La source placée dans le champ

magnétique et traversée par la lumière de la première source n'absorbe donc pas les radiations émises par celles-ci. On obtient sur la plaque photographique le spectre formé par des raies non modifiées et le spectre des composantes magnétiques circulaires de ces raies, ces deux spectres étant mélangés l'un dans l'autre. Il suffira de veiller à ce que la pose commence et finisse en même temps pour les deux sources pour être à l'abri de toute objection sur les résultats.

*Résultats.* — Quel que soit le procédé employé, les résultats ont toujours été les mêmes. Ils sont contenus dans le tableau suivant, où l'on donne la distance, exprimée avec l'écart normal comme unité, de la raie initiale à la ligne de symétrie de positions des composantes magnétiques.

| Raie | Déplacement *vers le violet* de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant *parallèlement* au champ, par rapport à la raie initiale. (Observation faite perpendiculairement au champ.) L'écart normal = 1 | Déplacement *vers le violet* de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant *perpendiculairement* au champ, par rapport à la raie initiale. (Observation faite perpendiculairement *et parallèlement* aux lignes de force.) L'écart normal = 1 |
|---|---|---|
| 5204,49 | 0,07 | 0,06 |
| 5206,02 | 0 | 0 |
| 5208,40 | 0 | 0 |
| 5247,56 | 0,07 | 0,08 |
| 5264,15 | 0,07 | 0,05 |
| 5296,69 | 0,07 | 0,06 |
| 5298,25 | 0,04 | ? |
| 5345,81 | 0,07 | 0,04 |
| 5348,31 | 0 | 0 |
| 5409,78 | 0 | 0 |

Si la valeur numérique du déplacement est seulement approchée, vu sa petitesse, son existence n'est pas douteuse, même pour les vibrations perpendiculaires aux lignes de force. On peut le voir sur les photographies 3 et 4 obtenues par le troisième procédé décrit plus haut. $R_1$, $R_2$, $R_3$, dans la photographie 3 et $R_4$ dans la photographie 4 désignent les raies initiales. On peut nettement constater que les composantes de $R_1$ et de $R_4$, qui sont formées ici de lumières polarisées circulairement, ne sont pas symétriques en position par rapport aux raies initiales (le violet est à gauche dans les photographies); au contraire pour les composantes de $R_2$ et $R_3$, il y a symétrie complète. On peut noter, en passant, que la raie $R_4$ fournit une décomposition magnétique très simple, puisqu'elle donne un triplet.

Il est possible que le déplacement de la ligne de symétrie des

composantes par rapport à la raie initiale ne soit pas le même pour les vibrations perpendiculaires au champ et pour les vibrations parallèles aux lignes de force. Les nombres du tableau précédent ne permettent pas d'énoncer une pareille affirmation; à cause de la petitesse du phénomène, on peut seulement dire, pour l'instant, qu'*en première approximation*, il y a un même axe de symétrie pour les positions des composantes des deux sortes de vibrations, déplacé ou non, suivant les raies, par rapport à la raie initiale. J'espère arriver




Photo. 3.




Photo. 4.

à préciser davantage, en utilisant des moyens spectroscopiques plus puissants et à voir suivant quelle loi cette dissymétrie varie avec l'intensité du champ.

Il faut enfin remarquer que, dans les quelques raies que j'ai étudiées, pas une n'a donné un déplacement de la ligne de symétrie vers le rouge par rapport à la raie initiale, comme Zeeman et Gmelin l'avaient trouvé pour la raie jaune du mercure, mais seulement alors dans le cas des vibrations parallèles au champ.

2° Étude des bandes. — Les expériences ont porté sur les bandes D, D″ du fluorure de calcium ($\lambda = 6036{,}9$ et $6064{,}5$), sur les bandes $f$ et $g$ du chlorure de strontium ($\lambda = 6613{,}6$ et $6619{,}8$), et les bandes E, E‴ du fluorure de strontium ($\lambda = 6511{,}8$ et $6632{,}4$).

On a utilisé la troisième méthode de travail, c'est-à-dire celle où

l'on se sert de deux flammes fonctionnant ensemble, l'une seulement étant dans le champ magnétique. La valeur du champ fut de 31.700 unités.

*Résultats.* — Si l'on considère chaque arête comme un tout subissant le même phénomène de Zeeman, on doit trouver, dans le cas où il y a symétrie, que les bords les plus intenses des doublets sont symétriques en position par rapport au bord de l'arête génératrice. C'est en effet ce qu'on constate pour la plupart de ces bandes, du moins autant que le permet la précision des mesures, nécessairement faible ici, à cause du dégradé des arêtes.

Pour la bande D″ du fluorure de calcium, il ne paraît pas en être ainsi, pour le doublet formé de vibrations perpendiculaires aux lignes de force. On trouve que la ligne de symétrie des bords des arêtes de ce doublet n'est pas l'arête initiale, mais une ligne déplacée par rapport à celle-ci vers le rouge, d'une faible quantité. Cette bande fournit donc un exemple de dissymétrie de positions qu'on constate d'ailleurs dans les deux sens principaux d'observation (1).

*En résumé*, pour les raies et bandes d'émission étudiées ici, non seulement on observe *parallèlement et perpendiculairement* aux lignes de force *les mêmes symétries ou dissymétries d'intensité* des composantes, mais aussi *les mêmes symétries ou dissymétries de positions* de ces composantes, et enfin on retrouve dans les deux modes principaux d'observation, au moins en première approximation, *les mêmes décalages de la ligne de symétrie de positions* des composantes par rapport à la radiation initiale. Dans le cas des raies que je signale, on peut dire, en d'autres termes, que, sous l'action du champ magnétique, certaines raies *changent de longueur d'onde*, si l'on appelle longueur d'onde d'une raie modifiée la moyenne des longueurs d'onde de ses composantes.

## IV. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES.

M. Voigt a donné une explication théorique des principales dissymétries rencontrées ici, explication dans laquelle il fait appel à la considération d'accouplements d'électrons (2).

---

(1) Cette dissymétrie pourrait aussi s'expliquer en supposant que les différentes portions du dégradé d'une même arête ne subissent pas la même action de la part du champ magnétique. Voir le *Radium*, t. VI, p. 366 ; 1909.

(2) *Magnetooptik*, p. 258 et 259.

Si l'on se limite aux cas simples, je crois qu'on peut utiliser encore la théorie de Lorentz qui ne suppose que l'existence d'un électron gravitant autour de sa position d'équilibre sous l'action de la force élastique, mais à la condition d'admettre que la présence du champ magnétique peut modifier certaines propriétés de l'atome (1).

Dans cette théorie élémentaire, les équations du mouvement de l'électron, en dehors de tout champ magnétique extérieur, sont les suivantes :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -fx;$$
$$m \frac{d^2y}{dt^2} = -fy;$$
$$m \frac{d^2z}{dt^2} = -fz;$$

ou $f$ est le coefficient élastique, rapport de la force au déplacement compté à partir de la position d'équilibre de l'électron, c'est-à-dire ici à partir de l'origine des coordonnées.

Si l'on crée un champ magnétique d'intensité H et de direction OZ, on sait que ces équations deviennent :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -fx + e\mathrm{H}\frac{dy}{dt};$$
$$m \frac{d^2y}{dt^2} = -fy - e\mathrm{H}\frac{dx}{dt};$$
$$m \frac{d^2z}{dt^2} = -fz.$$

On en déduit le triplet normal formé des composantes dont les fréquences sont proportionnelles à :

$$n = \sqrt{\frac{f}{m}},$$

pour les vibrations parallèles aux lignes de force, et

$$n_1 = \sqrt{\frac{f}{m}} - \frac{1}{2}\frac{e\mathrm{H}}{m} \quad \text{et} \quad n_1 = -\sqrt{\frac{f}{m}} - \frac{1}{2}\frac{e\mathrm{H}}{m},$$

pour les vibrations perpendiculaires au champ.

---

(1) Une idée tout à fait analogue avait été exprimée par Lorentz sans que j'en aie eu connaissance. Il dit en effet (*Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*, t. V, 3, p. 242) : « Es ist zum Beispiel keineswegs ausgeschlossen, dass im magnetischen Felde die leuchtenden und absorbierenden Teilchen eine $\mathrm{H}^2$ proportionale Strukturänderung erleiden, die sich in einer Änderung der Frequenzen offenbart. »

Je me limiterai uniquement au cas du triplet pur.

1° *Triplets symétriques en position.* — C'est le cas le plus général. Il suffit de supposer que l'existence du champ magnétique ne modifie pas la valeur du coefficient élastique $f$; c'est la théorie élémentaire de Lorentz elle-même, donnée plus haut.

2° *Triplets symétriques avec axe de symétrie différant de la raie initiale.* — La raie $\lambda = 5247{,}56$ du chrome fournit un exemple appartenant à ce cas. On l'explique en supposant que la présence du champ magnétique extérieur modifie le coefficient élastique $f$, qui devient alors $f + \varphi\,(H)$. La ligne de symétrie du triplet n'a plus une fréquence proportionnelle à $\sqrt{\frac{f}{m}}$, mais à $\sqrt{\frac{f + \varphi(H)}{m}}$. La différence des fréquences est alors :

$$\frac{1}{2\pi}\left[\sqrt{\frac{f + \varphi(H)}{m}} - \sqrt{\frac{f}{m}}\right],$$

qui s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{f}{m}}\,\frac{\varphi(H)}{f},$$

si $\varphi\,(H)$ est supposé petit par rapport à la constante élastique $f$. La différence des longueurs d'onde entre le nouvel axe de symétrie et l'ancienne raie initiale est donnée par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K\varphi(H),$$

si $\lambda$ est la longueur d'onde de la raie primitive et K une constante dépendant du corps et de la raie considérée.

Remplaçons enfin $\varphi\,(H)$ par les premiers termes de son développement en série, en limitant le développement aux deux premiers termes, il vient :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K\,(AH + BH^2).$$

Il convient de remarquer que les puissances impaires de H doivent disparaître ; le déplacement de la ligne de symétrie doit rester le même quand on change le sens du champ. En effet, si l'on conservait l'expression $\varphi\,(H)$ sous la forme $AH + BH^2$, $\varphi\,(H)$ aurait deux valeurs distinctes pour deux valeurs de H égales et de signes contraires. Les deux triplets normaux obtenus dans ces deux champs seraient symétriques, le premier par rapport à la longueur d'onde $\lambda + \varepsilon_1$ et le second par rapport à la longueur d'onde $\lambda - \varepsilon_2$, la raie

initiale correspondant à la longueur d'onde $\lambda$. Lors de l'observation faite, par exemple, perpendiculairement aux lignes de force, on devrait donc observer un triplet normal dont la ligne de symétrie occuperait deux places différentes, suivant le sens du champ. En d'autres termes, la composante vibrant parallèlement au champ changerait de longueur d'onde avec le sens du champ. Ce résultat est contraire à la symétrie du champ magnétique : à cause du plan de symétrie du champ magnétique, la longueur d'onde de la vibration dirigée suivant les lignes de force ne peut pas changer avec le sens du champ. Il en résulte donc que $\varphi$ (H) ne peut contenir de puissances impaires de H et que, au moins dans le cas des triplets dissymétriques, l'écart de la ligne de symétrie du triplet par rapport à la raie initiale est donné par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K'H^2,$$

en négligeant les puissances paires de H supérieures à la deuxième. J'ai entrepris des expériences pour voir s'il en est bien ainsi [1].

3° *Triplets dissymétriques.* — Jusqu'à présent la modification créée dans l'atome par le champ magnétique a été supposée isotrope. On peut admettre aussi que cette modification est anisotrope, à la condition de la supposer compatible avec la symétrie propre du champ magnétique. On explique alors, en particulier, les triplets dissymétriques, tels que celui rencontré par Zeeman et Gmelin pour la raie $\lambda = 5790$ du mercure : la composante qui vibre parallèlement aux lignes de force n'a plus la même longueur d'onde que la raie initiale : le doublet vibrant normalement au champ a toujours cette raie comme axe de symétrie.

Admettons que le coefficient $f$ de la force élastique est modifié différemment par le champ suivant qu'il correspond à des déplacements s'effectuant parallèlement ou perpendiculairement au champ.

Les équations du mouvement de l'électron vibrant deviennent alors :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -[f + \varphi_1(H)]\,x + eH\frac{dy}{dt};$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = -[f + \varphi_1(H)]\,y - eH\frac{dx}{dt};$$

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = -[f + \varphi_2(H)]\,z.$$

(1) Voir à ce sujet *C. R.*, t. CL, p. 614 ; 1910 ; — et le *Radium*, t. VII ; 1910.

Ces équations fournissent un triplet dont la composante centrale est décalée de la quantité :

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda^2} = K\varphi_2(H),$$

tandis que le doublet admet comme axe de symétrie une ligne décalée de la quantité

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda^2} = K\varphi_1(H),$$

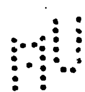
par rapport à la raie initiale.

En suivant le même raisonnement que dans le cas précédent, on trouvera que pour les triplets, $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ doivent varier proportionnellement au carré du champ, au moins en première approximation. Dans le cas particulier où $\varphi_1 = 0$, on retrouve alors le triplet étudié par Zeeman et par Gmelin : seul le doublet vibrant perpendiculairement au champ est symétrique par rapport à la raie initiale. L'expérience a d'ailleurs établi, dans ce dernier cas, la proportionnalité au carré du champ qu'indique la théorie précédente.

*Dissymétries d'intensité.* — On peut comprendre l'existence de ces dissymétries de la manière suivante : il suffit de supposer que le coefficient d'amortissement d'une vibration circulaire, par exemple, n'est pas le même dans le champ magnétique, suivant que cette vibration s'effectue dans le sens des courants d'Ampère ou dans le sens contraire.

Comme la plaque photographique et l'œil n'enregistrent que l'énergie moyenne des divers mouvements vibratoires, celle-ci étant fonction du coefficient d'amortissement, faible il est vrai, mais dont l'existence paraît nécessaire, on retrouve en quelque sorte dans les intensités moyennes des composantes le rapport de leurs coefficients d'amortissement.

*En résumé*, le présent travail montre que, dans certains cas, les raies et les bandes d'émission fournissent des composantes magnétiques qui peuvent être dissymétriques en positions et en intensités par rapport à la radiation initiale ; l'observation de ces dissymétries se fait aussi bien avec la lumière émise parallèlement aux lignes de force qu'avec celle qui se propage perpendiculairement, ce qui étend au cas des dissymétries la règle de correspondance entre les phénomènes observés dans les deux sens principaux d'observation ; enfin,



en ajoutant à la théorie élémentaire de Lorentz une modification des propriétés de l'atome, modification d'abord isotrope, puis anisotrope, mais conciliable avec la symétrie propre du champ magnétique, on a pu donner une explication théorique de ces dissymétries dans le cas simple des triplets ; en particulier on a établi théoriquement que, dans tous les cas où il s'agit de triplets, le déplacement des lignes de symétrie des composantes par rapport à la raie initiale doit varier proportionnellement au carré du champ, en première approximation. J'ai entrepris des mesures précises afin de vérifier cette conséquence théorique sur les raies que je signale (1) et afin de voir, comme on peut s'y attendre, si, au point de vue des dissymétries, les raies d'une même série ou de séries analogues se comportent de la même manière.

---

## MESURES DE PETITES VARIATIONS DE LONGUEURS D'ONDE PAR LA MÉTHODE INTERFÉRENTIELLE. APPLICATION A DIFFÉRENTS PROBLÈMES DE SPECTROSCOPIE SOLAIRE (2);

Par MM. H. BUISSON et Ch. FABRY.

Les méthodes interférentielles se prêtent bien à la mesure de très petites variations de longueur d'onde; elles ont, sur la méthode ordinairement employée (déplacement d'une raie dans un spectre), l'avantage d'être à l'abri d'un certain nombre de causes d'erreur : déplacements ou déformations de l'appareil spectroscopique, dissymétries d'éclairement, variations de température. La chose invariable est une épaisseur matérielle, celle d'un étalon dont il est facile de maintenir et de contrôler la constance.

Ces méthodes sont applicables aussi bien dans le cas d'un spectre à raies brillantes que dans celui d'un spectre à raie noires (spectre solaire). Dans le premier cas, les phénomènes sont ceux que nous avons utilisés dans nos mesures de raies du fer (3); dans le deuxième cas, ceux dont nous avons donné récemment la théorie (4).

Nous avons appliqué ces méthodes à un certain nombre de problèmes de spectroscopie solaire.

---

(1) Voir *C. R.*, t. CL, p. 614; 1910; — et le *Radium*, t. VII; 1910.

(2) Séance du 17 décembre 1909.

(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 169; 1908; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169; 1908.

(4) *J. de Phys.*, 4e série, t. IX, p. 197; 1910.

## I. — MÉTHODE ET APPAREILS.

Le dispositif employé se compose de deux parties : l'appareil interférentiel et l'appareil dispersif qui sépare les interférences dues aux diverses radiations.

L'appareil interférentiel est un système de deux surfaces argentées maintenues au parallélisme et à distance invariable pendant les expériences. Le plus souvent c'était un *étalon* de la forme construite par Jobin [1]. Il fallait le mettre à l'abri des variations brusques de température, en particulier de celles qui peuvent être produites par la présence des observateurs ; il a suffi pour cela de le placer dans une boîte en carton munie des ouvertures convenables pour laisser passer la lumière [2]. Nous avons employé des épaisseurs de 2,5, 5 et 10 millimètres. Exceptionnellement, pour d'autres épaisseurs, nous avons employé l'interféromètre [3].

Chaque radiation monochromatique qui traverse la lame d'air donne un système d'anneaux à l'infini ; un objectif de 26 centimètres de foyer en projette l'image dans son plan focal.

Un spectroscope sans astigmatisme placé ensuite sépare les aspects relatifs à chaque radiation. Quand le spectre est à raies très nombreuses, la dispersion de ce spectroscope doit être grande pour bien séparer les diverses raies. Nous avons presque toujours employé un spectroscope du type autocollimateur à réseau plan de Rowland (568 traits par millimètre, 8 × 5 centimètres de partie striée), avec objectif de 3$^{m}$,10 de foyer. On fait défiler le spectre par simple rotation du réseau, au moyen de cordons que l'observateur a sous la main. Ce type de spectroscope est très commode et très peu encombrant : il tient tout entier sur une poutre de 3$^{m}$,50 de long et 25 centimètres de large. Un inconvénient provient de la lumière réfléchie par l'objectif, qui donne un fond lumineux dans le champ. Avec l'objectif achromatique que nous employons, cette lumière réfléchie se partage en trois faisceaux dont l'un donne une image réelle de la fente et les deux autres des images virtuelles. L'image réelle, qui se trouve à 60 centimètres en avant de l'objectif, est interceptée

(1) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7e série, t. XXV, p. 107 ; 1902 ; — ***Astrophysical Journal***, t. XV, p. 81 ; 1902.

(2) Les étalons dont nous nous sommes servis étaient en acier. L'emploi d'étalons en invar aurait eu de grands avantages.

(3) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7e série, t. XXII, p. 564 ; 1901 ; — ***Astrophysical Journal***, t. XIII, p. 265 ; 1901.

par un fil métallique de 1 millimètre de diamètre. La lumière de l'une des images virtuelles, située près de l'objectif et en arrière, est arrêtée par un petit écran de 15 × 6 millimètres collé sur l'objectif. Enfin, en inclinant très légèrement l'objectif, on rejette en dehors du champ le troisième faisceau, qui est très peu divergent. On arrive ainsi à s'affranchir de la lumière réfléchie, sans diminuer sensiblement la surface utilisée du réseau.

Nous utilisons ordinairement le troisième spectre, ce qui donne une dispersion de $0^{mm},58$ par angström.

Dans certains cas, pour avoir plus de lumière, nous avons employé un spectroscope autocollimateur à prismes, avec objectif de 1 mètre de distance focale et deux prismes de flint (1). Dans la région 4300, un angström occupe $0^{mm},15$.

Dans tous les cas, la fente du spectroscope est dans le plan focal de l'objectif qui projette les anneaux, suivant un diamètre de ceux-ci. L'arrangement est celui qui nous a servi pour la mesure des longueurs d'onde des repères fondamentaux du spectre (2).

La surface utilisée de l'appareil interférentiel est très petite : elle est limitée par un écran percé d'une ouverture, dont les dimensions n'excèdent pas quelques millimètres. La distance de cette ouverture à l'objectif qui projette les anneaux est telle qu'une image réelle en soit projetée, à travers la fente, sur le réseau. De cette manière, toute la lumière qui a traversé l'ouverture et la fente est finalement employée par le spectroscope.

*Phénomènes d'interférence utilisés.* — Dans le cas d'un spectre à raies brillantes, l'aspect du phénomène est très simple : chaque image monochromatique de la fente est réduite à un certain nombre de points brillants, intersections de la fente avec les anneaux d'interférence produits par la radiation correspondante. La largeur maxima de la fente n'est limitée que par la condition que les images des différentes radiations n'empiètent pas.

Dans le cas du spectre solaire, on peut, avec une largeur de fente convenable, obtenir l'aspect complémentaire du précédent : le spectre est continu ; chaque raie noire se condense en points noirs, ayant la position qu'occuperaient les points brillants fournis par une radiation de même longueur d'onde dans un spectre d'émission. Nous ne

---

(1) *Bulletin des Séances*, p. 41 ; 1904 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 204 ; 1904.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 169 ; 1908 ; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169 ; 1908.

reviendrons pas sur la théorie de ce dernier aspect qui a été donnée précédemment (1).

*Calcul et observations.* — Supposons que l'on ait à étudier de petits déplacements d'une raie ; soient $\lambda$ et $\lambda'$ les deux valeurs successives de la longueur d'onde. Si l'on mesure les diamètres d'un même anneau correspondant à ces deux valeurs, on peut calculer la variation de longueur d'onde $\lambda' - \lambda$. Soit en effet un anneau d'ordre P, et $\alpha$ et $\alpha'$ ses diamètres angulaires successifs. L'ordre d'interférence au centre est, dans le premier cas,

$$p = P\left(1 + \frac{\alpha^2}{8}\right) = \frac{2e}{\lambda},$$

en appelant $e$ la distance des deux surfaces argentées.

De même, avec la radiation $\lambda'$,

$$p' = P\left(1 + \frac{\alpha'^2}{8}\right) = \frac{2e}{\lambda'}.$$

On en déduit facilement :

$$\lambda' - \lambda = \lambda \frac{\alpha^2 - \alpha'^2}{8}.$$

$\alpha$ et $\alpha'$ sont les diamètres angulaires exprimés en radians. Si l'on mesure les diamètres linéaires $d$ et $d'$ d'images réelles des anneaux projetées au moyen d'un objectif de distance focale $f$, on aura :

$$\lambda' - \lambda = \lambda \frac{d^2 - d'^2}{8f^2}.$$

La seule détermination qui doive être faite avec précision est celle de la différence des diamètres d'anneaux.

Aucune des corrections qui interviennent dans les mesures absolues (changement de phase par réflexion, dispersion de l'air) n'est à considérer.

Les observations peuvent être faites visuellement ou par photographie.

Dans les observations visuelles, on mesure directement les diamètres angulaires : l'appareil interférentiel peut subir de petites rotations autour d'un axe horizontal perpendiculaire au faisceau lumineux, ce qui déplace le centre des anneaux sur la fente. On peut

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. IX, p. 197 ; 1910.

ainsi amener successivement les deux extrémités du diamètre d'un anneau sur un fil horizontal fixe placé dans le plan du spectre. L'angle dont il faut faire tourner l'appareil interférentiel est égal au diamètre angulaire de l'anneau. On le mesure en visant, avec une lunette fixe, dans un miroir lié à l'appareil interférentiel, l'image d'une échelle divisée.

Dans le cas d'observations photographiques, on mesure sur le cliché les diamètres linéaires des anneaux au moyen d'un comparateur.

Dans la comparaison du spectre solaire avec celui d'une source terrestre, il faut tenir compte du déplacement de l'observateur par rapport au Soleil.

## II. — COMPARAISON DES LONGUEURS D'ONDE DES SPECTRES DE L'ARC ET DU SOLEIL.

La *fig.* 1 représente le dispositif employé pour l'utilisation du faisceau solaire.

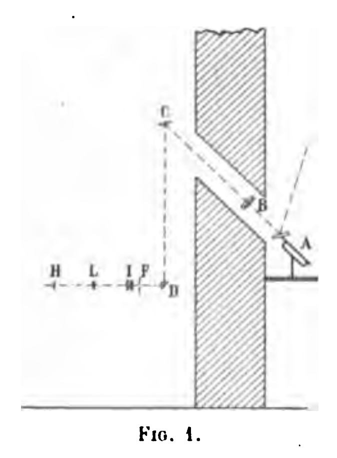



Fig. 1.

A est un héliostat polaire, muni d'un miroir plan de 20 centimètres de diamètre. Le faisceau, renvoyé suivant l'axe du monde, tombe sur l'objectif B de 3 mètres de foyer, et traverse un tunnel percé dans la muraille de la salle. Il se réfléchit sur le miroir C qui le renvoie verticalement, et enfin sur le prisme à réflexion totale D, qui le dirige horizontalement; en F on obtient l'image réelle du Soleil, qui a 28 millimètres de diamètre. Ce dispositif est très commode

dans les conditions où nous nous trouvons : il tient très peu de place ; en projection horizontale, il n'y a qu'une très petite distance entre l'héliostat et l'image du Soleil. Les miroirs A et C sont de bonne qualité ; le second, qui reçoit un faisceau déjà notablement rétréci, n'a que 8 centimètres de diamètre. La troisième réflexion se fait sur un prisme à réflexion totale ; celui-ci ne gâte pas l'image, qui se forme très près de lui. Cette dernière réflexion permet de renvoyer la lumière dans n'importe quelle direction du plan horizontal. L'image du Soleil peut subir de petits déplacements dans son plan par de petites variations d'orientation du miroir C. Dans le plan F, où vient se former l'image du Soleil, est un écran percé d'une ouverture qui limite la région utilisée du Soleil. Immédiatement après est placé l'appareil interférentiel I. L'image des anneaux est projetée sur la fente H du spectroscope au moyen de la lentille L.

*Echauffement de l'appareil interférentiel dû au faisceau solaire.* — Nous avons rencontré une difficulté due à l'échauffement, par le faisceau solaire, des lames de verre de l'appareil interférentiel : dès que ce faisceau traverse l'appareil, les surfaces se déforment. La lame d'air n'est plus limitée par des surfaces planes, et son épaisseur dans la partie centrale subit une diminution notable. Nous sommes arrivés à nous affranchir complètement de cette difficulté par l'emploi d'un certain nombre de précautions :

1° Des lames de quartz se déforment infiniment moins que des lames de verre, parce qu'étant beaucoup moins absorbantes pour l'infra-rouge, elles ne s'échauffent presque pas ;

2° On peut diminuer beaucoup l'échauffement des lames de verre en absorbant l'infra-rouge. La substance qui nous a donné le meilleur résultat est une solution de sulfate de cuivre à 4 pour 100 sous une épaisseur de 16 millimètres. L'énergie totale de la radiation solaire est réduite au sixième de sa valeur, et dans le spectre visible l'absorption n'est sensible que pour les parties extrêmes du spectre ;

3° Il est rationnel de ne laisser passer à travers l'appareil interférentiel que la lumière réellement utilisée par la suite. Or, sur la fente du spectroscope se forme une image presque nette de l'objectif B (*fig.* 1), placé à 3 mètres de la lentille de court foyer qui projette les anneaux sur la fente. On peut donc, sans inconvénient, diaphragmer beaucoup l'objectif B dans le sens de la largeur. Nous laissons libre seulement une ouverture rectangulaire de 1 centimètre de large sur 12 de long. Dans le plan de la fente du spectroscope, il

reste une bande lumineuse étroite à bords un peu flous, dont la fente occupe le milieu.

*Arc.* — On s'est borné à étudier le spectre du fer. Il est produit dans les mêmes conditions que celles employées pour obtenir notre atlas de ce spectre [1] : arc entre tiges de fer de 7 millimètres de diamètre, alimenté en courant continu sous tension de 220 volts, avec des intensités de courant variables selon les cas.

Dans la suite de cette étude (Voir plus loin) nous avons été amenés à employer l'arc dans le vide. Nos premières expériences ont été faites avec un appareil improvisé de la manière suivante : deux tiges de fer verticales sont placées dans un ballon de verre ; l'une est mastiquée dans une tubulure à la partie inférieure ; l'autre peut coulisser

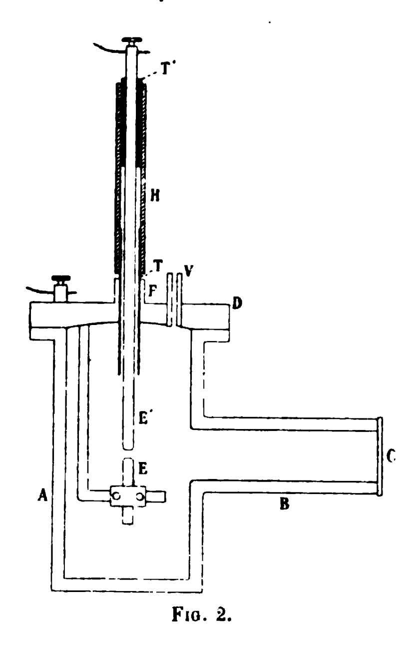


Fig. 2.

dans une seconde tubulure placée à la partie supérieure, pour l'allumage et le réglage de l'arc. Une troisième ouverture permet de faire le vide ; un col horizontal, fermé par une glace, laisse passer la lumière. On évite l'échauffement du ballon par une circulation d'eau sur ses parois, ou en l'immergeant complètement dans l'eau.

---

(1) *Annales de la Faculté des sciences de Marseille*, t. XVII, p. 111 ; Hermann, éditeur, 1909.

Nous avons depuis construit un appareil plus commode (*fig.* 2). Le cylindre de fonte A porte un col horizontal B fermé par une lame de verre ou de quartz C qui laisse passer la lumière. Le couvercle rodé D porte une ouverture V reliée à la pompe. L'une des électrodes E est fixée au couvercle par l'intermédiaire d'une pince qui permet de la mettre en place. L'autre électrode E' peut glisser verticalement ; elle est mastiquée dans le tube de verre T' et passe librement à travers le tube de verre T fixé dans la tubulure F du couvercle. Les deux tubes de verre T, T' sont reliés par le tube de caoutchouc H qui assure l'étanchéité, et laisse un jeu suffisant pour l'allumage et le réglage de l'arc.

A basse pression, l'arc est stable si les électrodes sont couvertes d'une goutte d'oxyde fondu, qui se forme spontanément lorsque l'arc est produit à l'air libre. Nous avons opéré sous une pression de quelques millimètres. Dans ces conditions, l'arc est beaucoup moins lumineux qu'à la pression atmosphérique. Nous employons un courant de 8 ampères.

*Mode opératoire.* — L'arc est placé latéralement par rapport au faisceau solaire. Son image est projetée sur la petite ouverture qui est devant l'appareil interférentiel, au moyen d'une lentille et par réflexion sur un prisme à réflexion totale. L'appareil reçoit la lumière de l'arc ou celle du Soleil selon que le prisme est mis en place ou enlevé.

L'ouverture du diaphragme qui limite le faisceau est un rectangle de 8 millimètres sur 5 ; elle est telle que son image couvre complètement le réseau. L'image du Soleil est centrée sur l'ouverture, de façon à éliminer toute influence de la rotation solaire.

Dans le cas de mesures visuelles, on fait une série de pointés alternativement avec les deux sources. Pour les mesures photographiques, on fait deux poses avec une des sources, séparées par une pose avec l'autre. Si l'appareil interférentiel n'a subi aucune variation, la première et la dernière pose doivent donner des diamètres d'anneaux identiques. En réalité, la différence entre les deux valeurs de l'ordre d'interférence au centre ne dépasse pas 0,02. On prend la moyenne des résultats des mesures obtenues sur les deux poses extrêmes, pour la comparer avec le résultat de la mesure sur la pose intermédiaire.

*Comparaison du spectre solaire avec celui de l'arc dans l'air.* — Il a été soupçonné depuis longtemps qu'il existe des différences entre

les longueurs d'onde dans l'arc et le Soleil. Ces différences se sont montrées dans le travail de Rowland. Une série de mesures comparatives a été faite par Jewell (1). D'une façon générale, les longueurs d'onde dans le spectre solaire se trouvent un peu plus grandes que dans le spectre de l'arc, mais avec de nombreuses exceptions. L'accroissement de longueur d'onde lorsqu'on passe de l'arc au Soleil, peut être expliqué par la pression de la couche renversante, et la valeur du déplacement peut donner la valeur de cette pression. Mais l'existence de déplacements de sens inverse laisse un doute sur l'explication et sur les résultats.

Dans nos mesures, nous ne nous sommes pas attachés à étudier le plus grand nombre de raies possible. D'autre part, nous avons éliminé toutes les fortes raies, qui sont trop larges pour des mesures précises.

Nous avons étudié par photographie la région 4530-4060 ; c'est à cette région que se rapporte le travail de Duffield (2) sur le déplacement des raies par la pression. Visuellement, nous avons étudié la région verte, et en outre quelques raies dans le jaune et le rouge. Pour la plupart des raies, nous avons fait des mesures avec deux épaisseurs différentes d'appareil interférentiel, 5 et 2,5 millimètres.

Un certain nombre de raies que nous avons étudiées avaient été antérieurement mesurées en valeur absolue, dans le spectre solaire, par Fabry et Perot (3), et aussi en valeur absolue dans l'arc par Buisson et Fabry (4). Il y a un accord très satisfaisant entre les différences des valeurs trouvées dans ces deux séries de mesures absolument indépendantes, et la variation obtenue dans notre comparaison directe. Cela constitue une vérification intéressante de l'exactitude des diverses séries de mesures. D'autre part, quelques-unes des raies que nous avons étudiées l'ont été aussi par Jewel (5); ses résultats sont en accord satisfaisant avec les nôtres.

Nos mesures montrent d'une manière indiscutable l'existence de différences entre le Soleil et l'arc. Les déplacements sont très variables d'une raie à une autre. Dans la majorité des cas, quand on

(1) *Astrophysical Journal*, t. III, p. 89 ; 1896.
(2) *Philosophical Transactions*, série A, t. CCXXVIII, p. 111; 1908.
(3) *Ann. de Ch. et Ph*, 7e série, t. XXV, p. 98; 1902; — *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 73 et 261 ; 1902.
(4) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 169; 1908; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169; 1908.
(5) *Astrophysical Journal*, t. III, p. 89; 1896.

passe de l'arc au Soleil, on a un accroissement de longueur d'onde de quelques millièmes d'angström : c'est ainsi qu'entre 4000 et 4500, sur 35 raies étudiées, il y en a 22 qui donnent des déplacements dans le sens indiqué, s'écartant peu de 0,006 angström. Entre 5100 et 5500, dix des raies étudiées donnent des déplacements peu différents, dont la moyenne est 0,010 angström. Mais d'assez nombreuses raies se comportent autrement : les unes donnent un déplacement de même sens, mais beaucoup plus grand, allant jusqu'à 0,030 angström; d'autres des déplacements très notables en sens inverse, atteignant la même valeur. Nous avons particulièrement cherché des exemples de ces raies anormales; elles sont réunies dans le tableau suivant, où l'on a groupé séparément ces deux sortes de raies.

RAIES QUI SUBISSENT UN FORT ACCROISSEMENT DE LONGUEUR D'ONDE LORSQU'ON PASSE DE L'ARC AU SOLEIL.

| Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$ | Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$ |
|---|---|---|---|
| 4 250,78 | + 23 mill. d'angström | 5 383,38 | + 23 mill. d'angström |
| 5 364,88 | + 30 | 5 410,92 | + 26 |
| 5 367,48 | + 30 | 5 415,22 | + 27 |
| 5 369,98 | + 22 | 5 424,09 | + 30 |

RAIES QUI SUBISSENT UNE DIMINUTION DE LONGUEUR D'ONDE LORSQU'ON PASSE DE L'ARC AU SOLEIL.

| Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$ | Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{arc}$ |
|---|---|---|---|
| 4 153,92 | — 25 mill. d'angström | 4 871,34 | — 15 mill. d'angström |
| 4 154,82 | — 6 | 4 919,00 | — 8 |
| 4 187,04 | — 3 | 5 266,57 | 0 |
| 4 191,44 | — 3 | 5 281,80 | — 8 |
| 4 222,22 | — 10 | 5 302,31 | — 6 |
| 4 227,44 | — 29 | 5 324,19 | 0 |
| 4 233,61 | — 8 | 5 339,95 | — 11 |
| 4 235,95 | — 19 | 5 393,18 | — 8 |
| 4 250,12 | — 14 | 5 763,01 | — 14 |
| 4 271,16 | — 18 | 5 934,68 | — 25 |
| 4 859,75 | — 7 | 6 408,03 | — 20 |

On a, depuis longtemps, cherché à expliquer les différences de position des raies entre le Soleil et l'arc par le déplacement que subissent les raies sous l'action de la pression, les raies noires du spectre solaire étant produites par l'absorption dans la couche renversante, où la pression serait supérieure à la pression atmosphé-

rique. Mais le déplacement par la pression ne suffit évidemment pas à expliquer l'ensemble des résultats ; il est de même sens pour toutes les raies (accroissement de longueur d'onde quand la pression augmente), de sorte que des déplacements dans les deux sens sont inexplicables; ils le sont d'autant plus que les raies qui donnent une variation négative sont justement celles que l'on considère comme les plus sensibles à la variation de la pression. Il est donc certain que d'autres causes agissent, et il faut d'abord les déterminer si l'on veut pouvoir calculer la pression de la couche renversante. Nous les avons trouvées dans l'étude de l'élargissement des raies d'émission.

*Elargissement des raies.* — Aucune raie de l'arc n'est infiniment fine, et la largeur dépend de diverses circonstances. En particulier, les raies s'élargissent quand on augmente l'intensité du courant ou la pression de l'atmosphère ambiante. Les raies les plus fines sont obtenues en produisant l'arc dans le vide. L'observation des limites d'interférence donne une mesure de la largeur des raies. Dans le vide, toutes les raies de l'arc au fer ont à peu près la même largeur, d'environ 0,03 angström.

Si l'on passe à l'arc dans l'air, on trouve les raies notablement élargies et cet élargissement s'accentue avec l'intensité du courant. Mais les diverses raies se comportent de façons très différentes quant au mode d'élargissement. Pour beaucoup de raies, l'élargissement est symétrique par rapport à la position de la raie fine, et il n'est pas très grand. Ce sont des raies relativement fines dans l'arc à la pression atmosphérique, du moins lorsque le courant n'est pas trop intense; leur largeur est alors d'environ 0,06 angström. Quand on passe du vide à l'air, on ne trouve, comme déplacement, que le petit accroissement de longueur d'onde dû à l'augmentation de pression (0,002 à 0,003 angström). Lorsque ces raies peuvent se renverser dans le spectre de l'arc, la raie d'absorption occupe le milieu de la raie d'émission. Elles constituent le groupe des *raies à élargissement symétrique*.

Pour d'autres raies, l'élargissement, quelle qu'en soit la cause, se fait d'une manière dissymétrique, et il est plus grand que pour les raies du groupe précédent ; cet effet est déjà notable à la pression atmosphérique, surtout lorsque le courant est intense. Pour certaines raies l'élargissement est assez grand, dans ces conditions, pour que leur aspect les distingue nettement dans un spectre de

réseau, alors que, dans l'arc dans le vide, elles ne présentent rien de particulier.

Il est évident que cet élargissement dissymétrique produit un déplacement de la raie dans le sens où l'élargissement est le plus grand; la position apparente de ces raies dépend donc de leur largeur, et par suite des conditions dans lesquelles on les produit. Lorsqu'on passe du vide à la pression atmosphérique, il y a non seulement le petit déplacement dû à la pression, mais encore l'effet de l'élargissement dissymétrique, qui est beaucoup plus grand et masque complètement le premier. D'autre part, dans l'arc à la pression atmosphérique, ces raies ne sont pas parfaitement fixes : elles subissent un déplacement apparent à mesure que l'intensité du courant augmente, et dans certains cas le déplacement est assez grand pour être constaté visuellement dans un spectre de réseau.

Les raies à élargissement dissymétrique forment deux groupes :

1° Raies à élargissement vers le rouge;

2° Raies à élargissement vers le violet.

Il est bien remarquable que certaines raies aient ainsi une tendance déterminée à s'élargir d'un seul côté, et cela sous l'action de causes en apparence aussi différentes que l'augmentation de pression et l'accroissement d'intensité de courant.

Pour un certain nombre de raies, nous avons mesuré par interférence, suivant la méthode décrite ci-dessus, la variation de longueur d'onde lorsqu'on passe de l'arc dans le vide à l'arc dans l'air ; dans ce dernier cas, l'intensité du courant était faible (3 ampères environ), pour être dans les meilleures conditions de finesse des raies. Pour les raies à élargissement dissymétrique, les déplacements observés auraient été beaucoup plus grands, si l'intensité du courant avait été plus forte.

Le tableau II donne le résultat de ces mesures : les raies sont réparties d'après le groupe auquel elles appartiennent.

TABLEAU II

| Longueur d'onde | $\lambda_{\text{arc air}} - \lambda_{\text{arc vide}}$ | $\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc air}}$ | Groupe |
|---|---|---|---|
| 4181,76 | + 2 mill. d'angström | + 2 mill. d'angström | Raies à élargissement symétrique. |
| 4315,09 | + 4 | | |
| 5434,53 | + 1 | + 7 | |
| 4187,04 | + 11 | — 3 | Raies à élargissement vers le rouge. |
| 4191,44 | + 10 | — 3 | |
| 4227,44 | + 20 | — 29 | |
| 4233,61 | + 12 | — 8 | |
| 4235,95 | + 11 | — 19 | |
| 4250,12 | + 13 | — 14 | |
| 4859,75 | + 17 | — 7 | |
| 4871,54 | + 10 | — 15 | |
| 5415,22 | — 15 | + 27 | Raies à élargissement vers le violet. |
| 5424,09 | — 17 | + 30 | |

Notre classification des raies a une certaine ressemblance avec celle que Duffield a déduite de ses expériences sur le déplacement par la pression : toutes les raies à élargissement vers le rouge appartiennent au groupe III de Duffield, qui est caractérisé par un grand déplacement sous l'action de la pression. Les raies à élargissement vers le violet ne se trouvent pas parmi celles que l'on a étudiées au point de vue de l'action de la pression ; ces raies subissent, pour la variation de pression d'une atmosphère lorsqu'on passe du vide à la pression atmosphérique, un déplacement apparent vers le violet ; il serait très intéressant de savoir comment elles se comportent aux pressions élevées.

*Explication des anomalies observées dans la comparaison du spectre solaire avec celui de l'arc.* — Dans le spectre solaire, ces différences d'aspect ne se manifestent aucunement. On n'aperçoit aucune dissymétrie dans l'absorption ; les raies diffèrent uniquement par leur intensité, ou, ce qui revient au même, par leur largeur. Certaines raies qui, dans l'arc à la pression atmosphérique, sont nettement diffuses et se distinguent des autres au premier coup d'œil, ne présentent rien de particulier dans le spectre solaire. On peut citer, comme exemple frappant de ce fait, les raies 5410,92, 5415,22, 5424,09. Il semble donc que la cause qui agit pour produire l'élargissement dissymétrique des raies d'émission ne se fait pas sentir sur les raies d'absorption. La raie d'absorption doit donc corres-

pondre à la position qu'occupe la raie d'émission lorsqu'elle est rendue fine. Dans l'arc au fer, les raies à élargissement dissymétrique ne se renversent généralement pas.

Si l'on compare le spectre d'absorption du Soleil avec le spectre d'émission de l'arc à la pression atmosphérique, on obtient la somme de deux effets : déplacement par la pression, et élargissement dissymétrique de certaines raies. L'existence de cette dernière cause explique complètement les résultats, en apparence incohérents, que l'on obtient en comparant le Soleil à l'arc dans l'air. En effet :

Toutes les raies du groupe à élargissement symétrique donnent, lorsqu'on passe de l'arc au Soleil, un léger accroissement de longueur d'onde :

Toutes les raies du groupe à élargissement vers le rouge donnent une diminution de longueur d'onde ;

Toutes les raies du groupe à élargissement vers le violet donnent une forte augmentation de longueur d'onde.

Ces résultats sont visibles sur le tableau II où l'on a indiqué dans la troisième colonne la valeur du déplacement en passant de l'arc au Soleil.

Si, au lieu de partir de l'arc dans l'air, on compare directement le spectre solaire avec celui de l'arc dans le vide, l'élargissement dissymétrique de la raie d'émission est supprimé, ou du moins très atténué ; les anomalies résultant des dissymétries disparaissent et toutes les différences sont de même signe. Le tableau III donne, pour quelques-unes de ces raies, le résultat de ces comparaisons.

TABLEAU III

| Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc vide}}$ | Longueur d'onde | $\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc vide}}$ |
|---|---|---|---|
| 4 181,76 | + 8 mill. d'Angström | 4 227,44 | + 6 mill. d'Angström |
| 4 187,04 | + 10 | 4 233,61 | + 12 |
| 4 191,44 | + 5 | 4 235,95 | + 3 |
| 4 222,22 | + 5 | 4 250,12 | + 11 |

On pourrait calculer indirectement ces mêmes différences en partant des variations constatées lorsqu'on compare successivement l'arc dans l'air à l'arc dans le vide et au Soleil. Mais comme, pour les raies à élargissement dissymétrique, l'arc dans l'air ne donne pas des raies parfaitement fixes, ce calcul indirect ne peut donner, pour ces raies, une bien grande précision.

*Pression de la couche renversante.* — L'influence de l'élargissement dissymétrique des raies étant éliminée, les différences qui subsistent entre les longueurs d'onde de l'arc et du Soleil sont attribuables à la pression de la couche renversante, et peuvent servir à calculer cette pression. Il faut pour cela connaître le déplacement des diverses raies par la pression.

Pour les raies qui s'élargissent d'une manière dissymétrique, ce coefficient de pression, déduit de mesures faites sur le spectre d'émission, ne paraît pas avoir de sens précis. En particulier, Duffield trouve, pour les raies de son groupe III, un coefficient de pression très élevé. Mais ces raies ne se renversent pas ; aux pressions élevées elles sont fortement élargies, dissymétriquement du côté du rouge ; les pointés faits sur une pareille raie ne donnent aucune indication sur la position de la raie d'absorption, seule intéressante au point de vue de l'étude du spectre solaire. En fait, lorsqu'on passe de l'arc dans le vide au Soleil, le déplacement de ces raies est de même ordre de grandeur que pour celles qui s'élargissent symétriquement.

On utilisera donc, pour le calcul de la pression, les raies du premier groupe. Comme les valeurs des déplacements ne sont connues qu'avec une précision relative faible, aussi bien le déplacement de l'arc au Soleil que le déplacement des raies d'émission par la pression, il est rationnel d'opérer sur des moyennes.

Sur 22 raies entre 4000 et 4500, le déplacement, quand on passe de l'arc à la pression atmosphérique au Soleil, est en moyenne de 0,0062 angström ; pour ces mêmes raies, le déplacement moyen dû à la pression [1] est de 0,00145 angström par atmosphère. Il en résulte, pour la pression de la couche renversante, 4,5 atmosphères au-dessus de la pression atmosphérique.

Sur 10 raies entre 5100 et 5500, la différence moyenne entre le Soleil et l'arc est 0,0103, et le déplacement moyen dû à la pression est de 0,0024 par atmosphère, ce qui donne une pression de 4,5 atmosphères au-dessus de la pression atmosphérique.

Ces deux résultats bien concordants conduisent à cette conclusion que, dans la région de l'atmosphère solaire où se produit l'absorption par la vapeur de fer, la pression est de 5 à 6 atmosphères.

---

[1] D'après les observations de Duffield (*loc. cit.*) et de Humphreys (*Astrophysical Journal*, t. XXVI, p. 18 ; 1907).

### III. — LARGEUR DES RAIES DU SPECTRE SOLAIRE.

Les raies du spectre solaire ne sont pas seulement caractérisées par leur longueur d'onde. Pour chacune d'elles, les tables, celle de Rowland par exemple, donnent un chiffre dans une colonne intitulée *intensité;* cette valeur, dont la définition est un peu vague, caractérise, en quelque sorte, la visibilité de la raie. Il paraît *a priori* assez difficile d'assigner un sens précis à cette comparaison de deux raies lorsqu'elles sont placées dans des régions très éloignées du spectre. On peut essayer d'obtenir une donnée numérique plus précise en mesurant la largeur de chaque raie.

L'examen direct du spectre solaire ne peut donner que des indications imparfaites sur les raies fines, dont la largeur ne dépasse pas beaucoup le pouvoir de définition du réseau employé. On peut obtenir cette largeur en produisant des interférences avec des différences de marche croissantes et cherchant la limite de visibilité.

Pour faire cette étude, nous avons employé le dispositif qui vient d'être décrit. On utilisait seulement la lumière du centre du disque solaire en limitant l'ouverture de l'écran à un cercle de 2 millimètres de diamètre. L'image du Soleil ayant 28 millimètres, l'élargissement parasite dû à l'effet Doppler-Fizeau est pratiquement éliminé. On opère avec des différences de marche croissantes, en employant l'interféromètre. Nous nous sommes limités à la région 4400 et à des observations photographiques. On a fait une série de poses photographiques avec des différences de marche croissantes de 10 à 30 millimètres. Soit, pour une raie, $\Delta$ la différence de marche (double de l'épaisseur de l'appareil interférentiel) pour laquelle les interférences cessent d'être visibles. La largeur $d\lambda$ de la raie est alors donnée par l'équation :

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta}.$$

On trouve ainsi que pour une même valeur de l'intensité donnée par Rowland, la largeur est très sensiblement constante. On peut donc faire une table donnant la largeur de la raie en fonction de l'intensité de Rowland. Le tableau suivant donne, pour chaque intensité, la valeur de la différence de marche limite $\Delta$, et la largeur $d\lambda$ exprimée en angströms.

| Intensité | Différence de marche limite | Largeur |
|---|---|---|
| 1 | 28 millimètres | 0,07 angström |
| 2 | 23 | 0,085 |
| 3 | 19 | 0,10 |
| 4 | 17 | 0,115 |
| 5 | 15 | 0,13 |
| 6 | 14 | 0,14 |
| 8 | 12 | 0,16 |

Par la manière même dont on les a obtenues, les valeurs de la largeur pourraient être erronées par excès : le calcul suppose qu'aucune autre cause que la largeur des raies n'intervient pour fixer la limite d'interférence ; les imperfections de l'appareil interférentiel et du spectroscope peuvent y contribuer. Toutefois nos mesures fixent l'ordre de grandeur des largeurs de raies, largeurs qui ne paraissent pas avoir été mesurées jusqu'ici.

## IV. — COMPARAISON DES SPECTRES DU CENTRE ET DU BORD DU SOLEIL.

Les spectres du centre et d'un point du bord du Soleil présentent une notable différence dans la position des raies, phénomène purement cinématique dû à l'effet Doppler-Fizeau produit par la rotation de l'astre. Cette différence, qui dépend de la position du point sur le bord, s'annule quand il est au pôle ; on peut aussi s'en affranchir en utilisant deux points diamétralement opposés. Ayant éliminé cette variation, on peut comparer les spectres à un point de vue purement physique. On trouve ainsi que les deux spectres diffèrent par plusieurs caractères :

1° Il y a un changement d'aspect pour certaines raies. Pour les fortes raies, la pénombre est affaiblie dans le spectre du bord. Parmi les autres raies, quelques-unes sont renforcées ou affaiblies au bord du disque, et le changement est en général de même sens que dans le spectre des taches (1) ;

2° Halm a annoncé (2) que certaines raies subissent, du centre au bord, un léger accroissement de longueur d'onde ; ses mesures ont été faites sur deux raies du fer, en comparant leurs positions à celles

(1) G.-E. Hale et W.-S. Adams, *Astrophysical Journal*, t. XXV, p. 300 ; 1907.

(2) *Astronomische Nachrichten*, nos 4146-47 ; 1907.

de deux raies telluriques voisines. Il a trouvé un déplacement de 0,012 angström.

La méthode employée par Halm n'est applicable qu'à quelques raies exceptionnelles très voisines de raies telluriques. Notre méthode interférentielle a l'avantage de permettre la mesure des déplacements d'une raie sans la rapporter à aucune raie voisine.

L'image du Soleil tombe sur l'écran percé d'une ouverture circulaire de 2 millimètres de diamètre. En agissant légèrement sur le miroir C (*fig.* 1), on peut amener sur cette ouverture telle région que l'on veut du disque solaire.

L'influence de la rotation solaire s'élimine en prenant successivement les deux extrémités d'un diamètre de l'image solaire et faisant la moyenne des résultats ainsi obtenus. Il y a évidemment avantage à prendre le diamètre polaire ; les résultats des mesures faites sur les deux extrémités doivent alors être identiques, ce qui fournit une vérification.

Nous avons opéré par photographie : on produit successivement sur la même plaque les spectres avec interférences provenant d'abord d'un pôle, puis du centre, et enfin de l'autre pôle. Nous avons utilisé plusieurs clichés, obtenus avec des différences de marche de 5 et 10 millimètres. A cause de la petite ouverture nécessaire pour limiter une région définie du disque solaire, et d'autre part, à cause du faible éclat du bord, le spectre est assez peu lumineux. Nous avons employé le spectroscope à prismes dont on a parlé plus haut. Les mesures étant assez délicates, nous n'avons pas fait une étude complète de toutes les raies solaires, et nous avons préféré étudier avec soin les déplacements d'un petit nombre de raies de la région 4400. Les mesures ont porté sur 14 raies de différents métaux d'intensité faible ou modérée (de 2 à 6 dans l'échelle de Rowland).

Nos résultats sont d'accord avec celui de Halm. Lorsqu'on passe du centre au bord, il y a un petit accroissement de longueur d'onde qui, pour les raies étudiées, varie de 0,003 à 0,007 angström. Exceptionnellement, les deux raies du vanadium 4379,23 et 4406,64 ne montrent aucun déplacement.

*Elargissement des raies dans le spectre du bord du disque solaire.* — L'accroissement de longueur d'onde n'est pas la seule modification que subissent les raies en passant du centre au bord du disque. Elles subissent en outre un élargissement, qui se manifeste par une diminution de netteté des interférences, diminution déjà visible sur

les clichés ayant servi aux mesures de déplacements (différence de marche 10 millimètres). Nous avons étudié spécialement ce phénomène en faisant une série de photographies du spectre avec des différences de marche progressivement croissantes.

On trouve ainsi que, dans le spectre du bord, chaque raie est un peu élargie; cet élargissement paraît un peu variable d'une raie à l'autre; il est, en moyenne, dans la région 4400, de 0,010 angström.

On voit que pour la plupart des raies on trouve, en passant du centre au bord du disque :

1° Un déplacement vers le rouge de 0,005 angström ;

2° Un élargissement de 0,010 angström.

Ces deux résultats peuvent se résumer en un seul énoncé : la seule modification que subit la raie est un déplacement de son bord rouge, s'élevant à 0,010 angström, l'autre bord ne variant pas. Exceptionnellement, et c'est le cas des deux raies du vanadium, l'élargissement est symétrique.

Le fait que de nouvelles radiations sont absorbées uniquement sur le bord rouge de la raie peut être attribué à une absorption par les couches profondes de l'atmosphère solaire, où la pression est plus élevée : au centre du disque cette absorption ne produirait qu'un effet insignifiant, tandis qu'au bord, où toutes les couches sont traversées obliquement par la lumière, l'effet en pourrait être sensible, sans préjudice de l'absorption par les couches à pression modérée, produisant la partie fixe de la raie. Un accroissement de pression de 7 atmosphères suffit à expliquer le changement observé, ce qui correspond à 12 atmosphères environ pour la pression de la couche profonde [1].

Il faut remarquer que l'image solaire de 28 millimètres dont nous disposons est bien petite pour utiliser une région définie avec une ouverture de 2 millimètres, que l'on ne pouvait pas réduire sans diminuer par trop l'intensité de la lumière. On n'a pas seulement la lumière provenant rigoureusement du bord, et on aurait probablement des différences plus marquées si l'on pouvait opérer dans des conditions plus favorables.

---

[1] Il convient de rappeler que les mêmes phénomènes peuvent recevoir une autre interprétation. Récemment M. W.-H. Julius a consacré un mémoire (Académie d'Amsterdam, séance du 25 septembre 1909) à l'explication de nos résultats au moyen de sa théorie, qui fait intervenir la dispersion anomale produite par les vapeurs de l'atmosphère solaire. Il arrive à cette conclusion qu'on peut, par sa théorie, prévoir le sens des déplacements que nous avons observés.

D'ailleurs, notre but n'était pas d'épuiser la question ; nous n'avions ni le temps ni le matériel nécessaire pour cela. Nous voulions seulement, après avoir élaboré une méthode, montrer les résultats qu'on peut en tirer, et faire voir combien l'étude approfondie des phénomènes au laboratoire est nécessaire pour l'interprétation des mesures brutes obtenues dans les observations astrophysiques.

---

## LA LOI DU RAYONNEMENT LUMINEUX DES LAMPES A INCANDESCENCE (1) ;

Par MM. Ch. FÉRY et Ch. CHÉNEVEAU.

### I

Des formules empiriques nombreuses ont été données pour exprimer l'intensité lumineuse fournie par les lampes à incandescence en fonction des watts qui y sont dépensés :

On a admis longtemps, d'après Voit, que dans le voisinage du régime normal la relation

$$I = aW^3$$

représentait le phénomène.

Plus récemment on a donné la relation

$$I = aT^{12},$$

qui est identique à la précédente si on admet que toute l'énergie W fournie à la lampe est rayonnée d'après la loi de Stefan.

$$W = bT^4.$$

### II

Il nous a semblé que les lois du rayonnement total et monochromatique sont suffisamment bien connues maintenant pour qu'il soit possible, au moyen de quelques hypothèses simples, de prévoir quelle doit être la fonction

$$I = f(W),$$

(1) Séance du 7 janvier 1910.

liant l'intensité lumineuse obtenue à l'énergie dépensée dans la lampe.

C'est l'exposé de ces hypothèses suivi des expériences de vérification que nous avons faites qui constitue l'objet du présent travail.

## III

Il est naturel d'admettre d'abord que les watts fournis à la lampe se dissipent de trois manières :

1° Par conductibilité des attaches du filament;

2° Par convection en échauffant l'air qui entoure l'ampoule;

3° Par rayonnement.

La perte par conductibilité est évidemment linéaire ; celle par convection doit être sensiblement proportionnelle au carré de la différence de température $T - t$ entre l'*ampoule* et le milieu ambiant.

En effet, la quantité de chaleur ainsi emportée doit être proportionnelle à cette différence de température qui est petite, et aussi à la *vitesse* du courant d'air ascendant qui refroidit l'ampoule.

Or cette vitesse est faible et peut être elle-même considérée comme proportionnelle à $(T - t)$.

Enfin, dans le cas des lampes à filament de charbon, on peut admettre que le pouvoir émissif du filament est assez voisin de celui du corps noir pour que la loi de Stefan soit applicable.

On aurait donc finalement :

$$W = a(T_1 - t) + b(T - t)^2 + c(T_1^4 - t^4).$$

Dans cette égalité, $T_1$ est la température du filament, $T$ celle de l'ampoule et $t$ la température ambiante.

Si nous analysons les choses de plus près, nous voyons que $(T_1 - t)$ dans le premier terme est très grand, mais aussi que $a$ doit être très petit.

$a$ en effet a une valeur numérique difficile à connaître, mais qui doit être de la forme $K \frac{\pi d^2}{4l}$ en admettant la loi d'Ohm appliquée à la chaleur.

Or $d$, diamètre de filament, est de l'ordre de $0^{cm},003$ et $l$ oscille entre 10 et 60 centimètres, cette dernière valeur étant atteinte dans les lampes à filament métallique.

Les expériences bien connues sur les plombs fusibles, en fonction de leur longueur, montrent d'ailleurs que les pertes par les attaches deviennent rapidement négligeables quand $l$ augmente.

Le terme en $b\,(T - t)^2$ doit lui-même être faible étant donné la petitesse de T. D'ailleurs le Dr Drysdale a démontré expérimentalement (1), en recueillant dans un calorimètre spécial l'énergie dissipée par convection, que cette perte ne représente que 1 à 2 0/0 de l'énergie totale au voisinage du régime normal.

Le dernier terme représente donc presque exclusivement à lui seul toute l'énergie fournie au filament.

Comme la température de ce dernier est très élevée (1.900 à 2.000° absolus), on peut négliger $t^4$ et écrire simplement :

$$W = CT_1^4.$$

## IV

La vérification de cette première série d'hypothèses se fait très simplement au moyen du pyromètre optique à absorption décrit par l'un de nous (2) et sur lequel nous ne reviendrons pas.

Une correction facile relative à l'absorption du verre de l'ampoule peut être faite ; cette correction est d'ailleurs très faible (5 à 10° dans les limites des expériences).

Voici les résultats obtenus sur une lampe ordinaire à filament de charbon ; pour faciliter les mesures de température, nous avions choisi une lampe à filament relativement gros :

| Déviation du pyromètre optique (1 verre à la lampe) | Watts | Température absolue θ | $a = \frac{W}{\theta^4}$ |
|---|---|---|---|
| 70 | $14^v,2 \times 1^a,2 = 16,8$ | 1 543° | $3,06 . 10^{-12}$ |
| 61 | 21,4 | 1 638 | 2,97 |
| 51 | 27,0 | 1 753 | 2,84 |
| 43 | 33,7 | 1 848 | 2,87 |
| 37 | 40,8 | 1 933 | 2,92 |
| 31,5 | 48,9 | 2 013 | 2,97 |
| 29 | $25^v \times 2^a,46 = 53,0$ | 2 053 | 2,98 régime normal |
| 24,5 | 61,8 | 2 133 | 3,00 |
| 20,5 | $29^v \times 2^a,46 = 71,4$ | 2 203 | 3,01 |

(1) *Bull. des Séances*, p. 27 ; 1908 : — et *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 872 ; 1908.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 32 : 1904.

Malgré la grosseur du filament (défavorable à notre hypothèse relative aux pertes par les attaches), on voit que la loi de la quatrième puissance est bien suivie dans de larges limites de régime ($16^w,8$ à $71^w,4$) et qu'on peut admettre la moyenne :

$$a = 2,96 \times 10^{-12},$$

comme coefficient de la formule

$$W = a\theta^4,$$

où $\theta$ est la température absolue du filament.

## V

Le problème que nous nous sommes posé se trouve ainsi simplifié, car l'expérience précédente nous permet maintenant d'exprimer l'intensité lumineuse en fonction de la température du filament.

Or on sait qu'il existe diverses formules exprimant l'intensité *monochromatique* du rayonnement en fonction de la température du corps noir radiant.

Toutes ces formules sont de la forme exponentielle de la température absolue $\theta$ :

$$I_\lambda = Ae^{-\frac{B}{\theta}}.$$

Mais quelle longueur d'onde faut-il choisir ? A-t-on même le droit d'opérer ainsi, puisqu'on sait que, d'après la loi du déplacement, la longueur d'onde varie en fonction de $\theta$ ?

Le tableau précédent nous montre que, dans cette expérience, la longueur d'onde du maximum spectral de l'énergie de la radiation a varié de :

$$\lambda_1 = \frac{2\,940}{1\,543} = 1^\mu,91$$

à

$$\lambda_2 = \frac{2\,940}{2\,203} = 1^\mu,34,$$

en admettant le coefficient $K = 2\,940$ de la loi du déplacement de Wien :

$$\lambda_m\theta = K.$$

Il y a donc eu seulement une variation de $0^\mu,6$ sur cette longueur d'onde, pendant que les watts ont passé de 16,8 à 71,4.

La loi du déplacement combinée avec celle de Stefan, applicable au filament de charbon, donne en effet :

$$\lambda_m \sqrt[4]{W} = K,$$

d'où :

$$\frac{\frac{d\lambda}{\lambda}}{\frac{dW}{W}} = \frac{1}{4}.$$

Faisons donc comme dernière hypothèse, qu'au voisinage de l'intensité normale, la longueur d'onde du maximum ne varie pas d'une manière sensible.

La loi du rayonnement monochromatique devient alors :

$$I_\lambda = Ae^{-\frac{B}{\sqrt[4]{W}}}.$$

La longueur d'onde choisie sera évidemment celle pour laquelle l'œil présente son maximum de sensibilité. D'après Langley, ce serait pour $\lambda = 0^\mu,54$.

## VI

Pour vérifier ces considérations, il était nécessaire d'exécuter une série de mesures photométriques sur la lampe à incandescence même dont nous avions mesuré la température en fonction des watts.

Ces mesures ont été faites par deux méthodes : l'une consistait à déterminer l'intensité horizontale moyenne au moyen du photomètre bien connu de Lummer et Brodhem.

Nous nous sommes servi dans ces mesures d'un étalon à acétylène déjà décrit par l'un de nous [1] et qui produit un éclairement de 2 lux (2 bougies à 1 mètre).

Étant donnée la petitesse des dimensions de la surface éclairante ($3^{mm} \times 8^{mm}$), on peut obtenir, tout en restant dans de bonnes conditions photométriques, un éclairement de 50 lux, en approchant l'étalon à $0^m,20$ du photomètre. La tangente de l'angle sous-tendu par la source lumineuse vue du photomètre n'est dans ces conditions que de $\frac{0^m,008}{0^m,20} = 0,04$ ; c'est celui toléré dans les mesures ordinaires où

(1) C. Féry, *Bulletin des Séances*, p. 202 ; 1904 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 838 ; 1904.

la carcel, qui a 4 centimètres de hauteur, ne doit pas être approchée à moins de 1 mètre du photomètre.

Ceci nous a permis de faire toutes nos mesures sur un banc de 3 mètres.

De plus, la teinte de la flamme de l'acétylène est plus voisine de celle des lampes à incandescence, et en particulier de celles des lampes à filament métallique, que la teinte de la carcel.

Enfin la surveillance de l'étalon est très facile et se réduit au maintien de la flamme à une hauteur constante.

Un petit gazomètre renfermant 100 litres de gaz sert pendant toute une série de mesures, l'étalon ne débitant que 7 litres à l'heure environ.

La seconde méthode a consisté dans l'emploi du photomètre à lecture directe, dont l'un de nous a déjà entretenu les membres de la Société de Physique (1).

Il consiste en principe en un microradiomètre très sensible recevant la radiation de la lampe filtrée au travers d'une solution d'acétate de cuivre.

Cette solution absorbe beaucoup mieux les radiations infra-rouges et ultra-violettes que toute autre solution cuprique (sulfate, azotate chlorure et formiate ont été essayés). Une solution de 1,7 0/0 produit la même absorption dans l'infra-rouge qu'une solution de 12,6 0/0 de sulfate; cette dernière n'a d'ailleurs qu'une absorption négligeable par rapport à l'eau dans l'ultra-violet.

Il est évidemment un peu critiquable d'employer un tel appareil comme *contrôle* des mesures photométriques directes. En effet, c'est précisément au moyen de mesures photométriques que la concentration de la solution d'acétate, pour une cuve d'épaisseur donnée, a été déterminée.

La concentration normale avait été obtenue en faisant des mesures sur des lampes de teinte très différente : bec Auer et bec Bengel.

Il nous a cependant semblé intéressant de justifier l'emploi de cet appareil dans le cas d'une lampe différemment poussée, afin de voir si les mesures ne présentent pas une allure systématique.

Pour les mesures photométriques ordinaires, nous avons fait chacun nos mesures et pris la moyenne des résultats.

La courbe *fig.* 1 montre la concordance des résultats.

---

(1) C. Féry, *Bulletin des Séances*, p. 148 ; 1908 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 632; 1908.

On peut donc admettre que, pour une lampe à filament de charbon, la loi de l'accroissement d'intensité lumineuse en fonction des watts

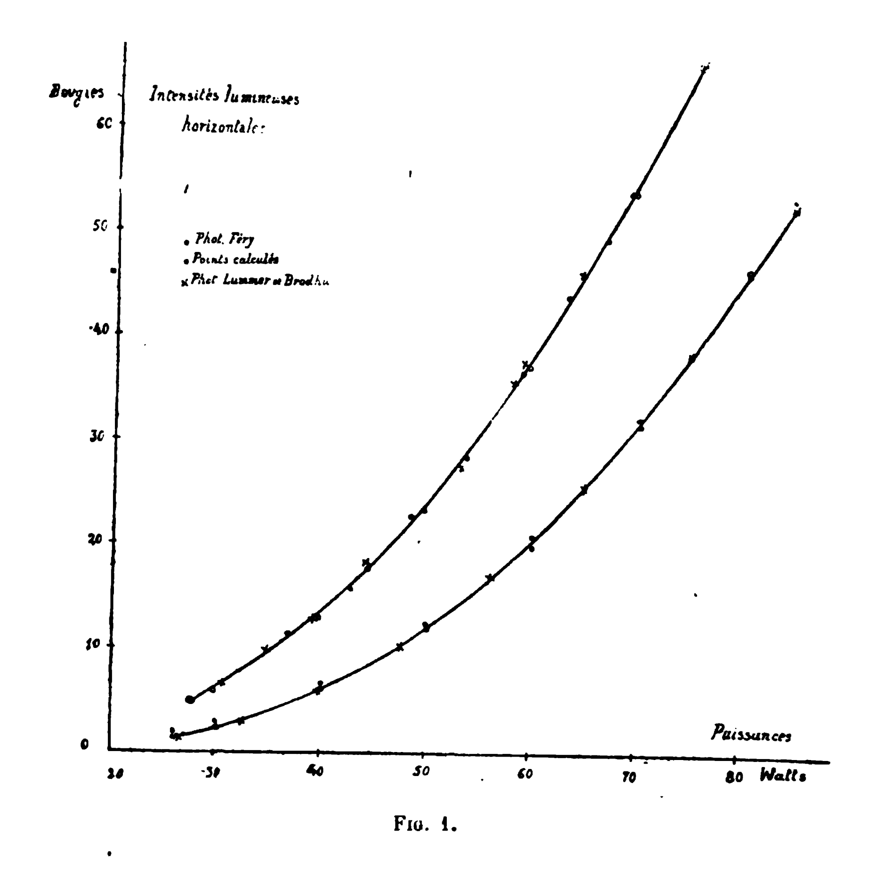



Fig. 1.

est bien de forme exponentielle. Pour la lampe étudiée, les valeurs numériques des coefficients sont indiquées dans la formule

$$I_{0,54} = Ae^{-\frac{B}{\sqrt[4]{W}}};$$
$$A = 2,08 \,.\, 10^{6};$$
$$B = 32,05,$$

qui a permis de calculer la troisième colonne du tableau suivant :

| W | $\sqrt[4]{W}$ | I Calculée | I Observée | Différence pour 100 |
|---|---|---|---|---|
| 26 watts | 2,25 | 1,4 bougie | 1,4 bougie | 0 |
| 30 | 2,34 | 2,3 | 2,3 | 0 |
| 40 | 2,51 | 5,97 | 6,0 | 0,5 |
| 50 | 2,66 | 12,3 | 11,9 | 3,1 |
| 60 | 2,78 | 20,7 | 20,3 | 2,0 |
| 70 | 2,89 | 32,2 | 31,8 | 1,2 |
| 80 | 2,99 | 46,3 | 46,0 | 0,7 |
| 84 | 3,02 | 52,4 | 52,4 | 0 |

## VII

*Lampe à filament métallique.* — L'étude de la lampe métallique se complique encore dans l'indécision où nous sommes du pouvoir émissif du métal employé.

Dans le cas de la lampe à charbon, nous avons admis que le filament fonctionne exactement à la façon d'un radiateur intégral. Cette hypothèse ne doit pas être très éloignée de la réalité vu la haute température de ce fil. D'ailleurs des mesures directes ont été faites, qui montrent que l'erreur systématique due à cette assimilation n'est pas énorme.

Il n'en est pas de même si on considère un fil brillant comme celui des lampes à osmium, tungstène ou tantale.

Ces métaux ne peuvent être chauffés à l'air, sans voir changer leurs propriétés physiques superficielles. La mesure du pouvoir émissif dans le vide, d'autre part, présente des difficultés expérimentales presque insurmontables.

Nous avons pensé que nous pourrions néanmoins nous faire une idée approchée de la température que le filament de ces lampes peut atteindre en admettant que ces fils métalliques se comportent sensiblement comme le ferait un fil de platine dans les mêmes conditions.

Si cette nouvelle hypothèse est très inexacte, nous en serons prévenus par le désaccord qui se produira entre les résultats numériques fournis par l'expérience et ceux déduits des formules qu'on peut établir *a priori* en s'appuyant sur les propriétés du platine.

## VIII

*Graduation du pyromètre optique sur le platine incandescent.* — Un couple Le Chatelier fut soigneusement étalonné dans un four, dont la température était repérée par le pyromètre optique à absorptions qui nous avait servi au début de ce travail. Voici les résultats obtenus :

| Température du four | Déviation du couple |
|---|---|
| 910° | 46 divisions |
| 970 | 48 |
| 985 | 50 |
| 1 010 | 52 |
| 1 025 | 54 |
| 1 070 | 57 |
| 1 100 | 59 |
| 1 140 | 62 |
| 1 175 | 66 |
| 1 200 | 70 |
| 1 235 | 72 |
| 1 270 | 76 |

Ce même couple, chauffé directement dans la flamme incolore d'un brûleur Méker, fournit les résultats suivants :

| Température *apparente* du platine | Déviation du couple | Température vraie |
|---|---|---|
| 920 | 51 | 990 |
| 1 145 | 70 | 1 240 |
| 1 270 | 84 | 1 375 |
| 1 310 | 87 | 1 420 |
| 1 420 | 93 | 1 460 |
| 1 420 | 104 | 1 540 |
| 1 490 | 108 | 1 630 |
| 1 520 | 115 | 1 665 |

Ces résultats fournissent la courbe d'étalonnage du pyromètre optique pointé sur du platine.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant, avec l'appareil ainsi étalonné, de mesurer le point de fusion du platine.

Les résultats furent assez discordants et ne présentèrent une certaine régularité que lorsqu'on prit soin d'obtenir la fusion dans une atmosphère de nature constante.

Dans l'air libre au moyen du courant électrique, ou dans le dard très oxydant du chalumeau oxhydrique, on trouve 1 710° environ.

Au contraire, dans le chalumeau avec excès de gaz, on atteint 1 750° [1].

Ces résultats, qui se remarquent aussi pour l'argent et surtout le cuivre, peuvent-ils être attribués exclusivement à un véritable changement de nature du platine qui absorbe certains gaz? Proviennent-ils d'une variation du pouvoir émissif du métal carburé ou hydrogéné? Il est bien difficile de le dire dès maintenant. Ces deux causes y concourent peut-être.

Toutefois il est à remarquer que le Dr Harker qui est sans doute le seul à avoir mesuré le point de fusion du platine dans un four à atmosphère oxydante, indique comme moyenne de ses mesures 1 711°.

## IX

*Détermination de l'exposant de la loi du rayonnement total pour le platine.* — Il semble admis aujourd'hui qu'on peut représenter la loi du rayonnement total de la plupart des corps par une loi de la forme:

$$W = aT^x.$$

Quelle est la valeur de $x$ relative au platine?

Pour résoudre cette question nous avons opéré de la manière suivante : une sorte de manchon en toile de platine recouvrait un bec Méker grand modèle à air soufflé.

La température du manchon était mesurée par le pyromètre optique gradué sur le couple Le Châtelier.

D'autre part, nous mesurions au moyen d'un télescope thermoélectrique, qui donne une déviation proportionnelle à l'énergie totale rayonnée, la déviation du galvanomètre correspondant à chaque température du platine.

Il est facile, de ces mesures, de tirer la valeur de l'exposant inconnu $x$.

| T° absolus | Déviations $\delta$ du télescope pyrométrique (en millivolts) | $T^{4,6}$ | $\frac{\delta}{T^{4,6}}$ |
|---|---|---|---|
| 1293 | 0,168 | $2,04 . 10^{14}$ | $0,082 . 10^{-14}$ |
| 1383 | 0,240 | 2,82 | 0,085 |
| 1473 | 0,320 | 3,72 | 0,084 |
| 1563 | 0,414 | 4,90 | 0,084 |
| 1658 | 0,532 | 6,16 | 0,086 |
| 1743 | 0,680 | 7,94 | 0,086 |
| | | Moyenne............... | $0,0845 . 10^{-14}$ |

[1] *Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 401 ; 1909.

Nous avons trouvé ainsi que le rayonnement total du platine est représenté par une loi de la forme :

$$W = aT^{4,6}.$$

D'autres auteurs avaient déjà indiqué un exposant nettement supérieur à 4 (5 à 5,4). Il faut remarquer que cette valeur numérique dépend beaucoup de l'état de la surface et que le pouvoir émissif d'une lame de platine bien polie varie avec la durée et l'intensité du chauffage qu'elle subit. Des phénomènes du même genre se produisent aussi dans les filaments des lampes métalliques et sont de nature à faire baisser le rendement lumineux et à le rapprocher de celui d'un corps noir porté à la même température.

## X

L'étude photométrique d'une lampe Z, mise obligeamment à notre disposition par la maison Lacarrière, a été conduite de la même façon que celle de la lampe à charbon.

La courbe (*fig.* 1), au-dessus de celle de la lampe à charbon, montre les résultats obtenus.

Les points calculés l'ont été au moyen de la formule

$$I_{0,54} = Ae^{-\frac{B}{\sqrt[4,6]{W}}};$$
$$A = 3,08 . 10^6;$$
$$B = 27,63.$$

| W | $\sqrt[4,6]{W}$ | I Observée | I Calculée | Différence pour 100 |
|---|---|---|---|---|
| 28 watts | 2,063 | 4,8 bougies | 4,8 bougies | 0 |
| 30 | 2,094 | 6,0 | 5,85 | 2,5 |
| 40 | 2,229 | 13,2 | 13,0 | 1,5 |
| 50 | 2,340 | 23,6 | 23,3 | 1,3 |
| 60 | 2,435 | 37,4 | 37,1 | 0,8 |
| 70 | 2,518 | 54,0 | 53,7 | 0,6 |
| 76 | 2,563 | 65,2 | 65,2 | 0 |

### CONCLUSIONS.

Il résulte de ces mesures un certain nombre de conséquences que nous allons résumer brièvement :



1° On peut dire que pratiquement toute l'énergie fournie à une lampe est dissipée par rayonnement;

2° La loi entre l'intensité lumineuse et les watts absorbés est de la forme:

$$I_\lambda = Ae^{\frac{-B}{\sqrt[n]{W}}},$$

la valeur $n$ oscillant vraisemblablement entre 4 et 5 pour les corps radiants actuellement employés ;

3° La température de fusion du platine semble dépendre de la nature oxydante ou réductrice de l'atmosphère qui l'entoure.

Il est donc nécessaire d'indiquer les conditions de l'expérience, quand on se propose d'employer la fusion de ce métal comme point de repère dans l'échelle des températures élevées.

4° La température du filament dans les lampes « métal », pour le régime normal, est légèrement supérieure à celle des lampes charbon. Sans vouloir dire que les propriétés des nouveaux filaments ne sont pas sélectives et ne jouent pas de. rôle dans le bon rendement des lampes « métal », la petite différence de 100° environ que nous avons constatée entre les deux lampes (charbon et métal) au régime normal doit être prise en considération. La loi qui lie l'intensité lumineuse à la température du filament est en effet extrêmement rapide.

Cette loi, prévue par Sainte-Claire Deville, et formulée par Debray à l'occasion de ses recherches sur la dissociation du carbonate de chaux, n'est exacte que pour les systèmes univariants. Or, dans un grand nombre d'exemples classiques, carbonate de chaux, efflorescence des sels, etc., cette loi se trouve mal vérifiée. C'est que dans le cas du carbonate de chaux, par exemple, l'action de la chaux poreuse n'est pas négligeable; elle rend la tension plus faible, le système est alors univariant. Pour avoir nettement un système univariant suivant la loi des tensions, il suffit d'opérer en présence d'un dissolvant des corps solides pris en quantité juste suffisante pour les humecter. C'est ainsi que, pour le carbonate de chaux, on emploie un mélange de carbonates doubles alcalins et alcalino-terreux fondant vers 600°. La tension de ce mélange saturé de chaux et de carbonate est exactement la même que celle du carbonate à la même température, et l'action de la porosité est éliminée.

---

## CONSÉQUENCES DE LA THÉORIE DE YOUNG [1];

Par M. A. ROSENSTIEHL.

En 1881 [2], j'ai eu l'honneur d'exposer devant la Société française de Physique le résultat d'expériences exécutées avec les disques tournants, faisait suite, pour ainsi dire, à celles présentées par J.-C. Maxwell en 1855 à 1860 [3], aux sociétés royales d'Edimbourg et de Londres.

Ces recherches étaient dirigées en deux sens parallèles. Elles avaient pour objet d'accentuer la différence qu'il y a entre le mélange des matières colorantes, le mélange et les lumières colorées, en opposition avec le mélange des sensations colorées de même nom.

J'ai notamment montré que la différence entre le résultat du mélange des matières et celui des sensations, est un phénomène bien plus général que ne le laissaient penser les observations de Newton (1704), de Plateau (1829), de Forbes (1849) et de Helmholtz (1860), sur la formation du vert, obtenu par le mélange des matières jaunes et des matières bleues, alors que le mélange des lumières ou des sensations de même nom ne produit que du blanc.

Un fait qui jusque-là avait échappé aux observateurs, c'est que la matière colorante, mélangée de matières blanches, est modifiée non seulement dans son degré de foncé, ce qui était connu, mais aussi dans sa nuance, et cela très notablement. Avec les matières noires incolores, le fait est plus accentué, et il est connu.

Le sens du phénomène est d'ailleurs le même pour tous les colorants. L'addition de matières incolores diminue l'absorption des rayons verts, et inversement la concentration du colorant fait disparaître les rayons verts, de sorte que la couleur de la matière colorante prise pure est toujours plus rouge que celle de ses mélanges avec matières incolores.

Les derniers rayons éteints par la matière, à mesure qu'on aug-

(1) Séance du 21 janvier 1910.

(2) Bulletin des séances de la Société française de physique, p. 166; année 1881.

(3) MAXWELL, *Experiments of colour* (*Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, vol. XXI, p. 275-298; — *Edinburgh new. phil. Journal*, IV; 1856; — *Abstr. from British Association for the Advancement of Science*, Cheltenham, p. 5-12; août 1856; — *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. X, p. 404-409; mars 1860).

mente l'épaisseur de la couche traversée par la lumière, sont les rayons rouges.

Le phénomène est maximum pour les matières orangées, jaunes et bleues ; il est minimum pour les matières vertes et les matières rouges, ce qui est logique.

Une distinction plus subtile, mais tout aussi intéressante par ses conséquences, est la différence qui existe entre le mélange des lumières colorées et le mélange des sensations. Cette différence avait échappé jusque-là, et les ouvrages d'enseignement montrent tous des exemples de cette confusion : c'est que ce domaine se trouve sur la limite entre la physique et la physiologie. Cette confusion se fait depuis Newton jusqu'à nos jours.

J'ai montré en 1881 [1] qu'il existe physiquement un nombre indéterminé de lumières blanches, binaires ou ternaires ou plus compliquées. Physiologiquement ces lumières blanches produisent la même sensation.

D'après l'hypothèse d'Young, cette sensation est ternaire [2]. Mon but est de montrer qu'il existe une sensation de blanc binaire non signalée par les auteurs.

## I. — LE BLANC BINAIRE.

On sait que le mélange de deux sensations colorées non complémentaires produit à la fois du blanc et une troisième couleur. L'examen attentif de ce fait montre que l'intensité de coloration de la couleur produite est toujours inférieure à la moyenne des deux composantes, et peut s'abaisser à un minimum égal à la moitié de cette moyenne. Ce qui disparaît comme sensation colorée se retrouve comme blanc binaire mélangé à cette couleur.

**Démonstration expérimentale** [3]. — Une conséquence importante de la théorie d'Young, c'est qu'à la vue d'une surface blanche l'œil éprouve, à son insu les trois sensations colorées primaires, dans leur plus grande intensité, pour un éclairage déterminé.

Si à cette donnée on ajoute la condition que la sensation du blanc résulte de l'excitation *égale* des trois sensations fondamentales, le

(1) *Comptes rendus*, t. XCV, p. 1275.
(2) Thomas Young, *Lectures of natural philosophy*, t. I, p. 440.
(3) *Comptes rendus*, t. CI, p. 235.

blanc devient l'unité de mesure pour ces trois couleurs, dont chacune représente alors, en intensité le tiers de celle du blanc. Cette dernière intensité peut être mesurée, d'une façon précise à l'aide des disques tournants. Elle est définie par l'angle du secteur blanc qui reproduit un gris identique d'aspect avec celui obtenu par le mélange des trois sensations colorées.

*Première expérience.* — La surface d'un disque est recouverte par trois secteurs colorés représentant les couleurs qui s'approchent le plus des sensations primaires, c'est-à-dire l'orangé, le troisième jaune vert et le troisième bleu du cercle chromatique de Chevreul. Les teintures ont été faites aussi belles qu'il est possible de les obtenir actuellement avec les matières colorantes fabriquées par l'industrie chimique. Les angles du secteur nécessaires pour produire le blanc sont les suivants :

| | | |
|---|---|---|
| Orangé................ | 50° | |
| Troisième jaune vert... | 122° | = 50° de blanc. |
| Troisième bleu........ | 188° | |

Ces couleurs sont, on le voit, d'une grande inégalité d'intensité de coloration. Mais il est aisé d'en faire trois autres qui puissent donner le blanc avec des secteurs de 120° pour chaque couleur, c'est-à-dire des couleurs d'égale intensité de coloration. Il faut pour cela diminuer l'intensité de l'orangé et du troisième jaune vert et les ramener à celle du troisième bleu, qui est la plus faible des trois.

On a alors pour l'orangé :

$$\frac{50 \times 360}{188} = 95^{\circ}, \qquad (a)$$

secteur d'orangé qui, mis en rotation devant l'orifice noir, produira la couleur cherchée.

De même pour le troisième jaune vert on aura :

$$\frac{122 \times 360}{188} = \text{secteur de } 233^{\circ}. \qquad (b)$$

On copie avec des matières colorantes l'aspect du disque et on obtient ainsi les couleurs d'intensité de coloration voulue. Mais une difficulté pratique se présente (que j'ai signalé il y a trente ans déjà), c'est que l'aspect de ces couleurs, telles qu'elles résultent de la rotation du secteur coloré devant l'orifice noir ne peut être imité par

les matières colorantes dont nous disposons. Ce que nous pouvons reproduire par la copie ce sont des couleurs plus ternes et plus claires. Il faut ajouter au secteur coloré un petit secteur blanc, qui éclaircit l'aspect du disque. Cette addition a l'inconvénient d'augmenter l'intensité lumineuse totale en ajoutant à la sensation colorée celle du blanc ternaire; maiselleestindispensable pour la reproduction exacte de l'aspect du disque.

*Deuxième expérience.* — A l'aide des trois couleurs, *a*, *b*, *c*, on compose un disque formé par des secteurs de 120° dechacune d'elle.

En mettant en rotation on constate la formation d'un gris qui d'autre part peut être obtenu par la rotation rapide d'un secteur de 70° de blanc.

Ce qui veut dire que le blanc surajouté pour les raisons indiquées ci-dessus est de (70 — 50), soit 20°, quantité qui se répartit entre le nouveau type d'orangé et de troisième jaune vert.

*Troisième expérience.* — On compose un disque avec secteurs égaux des couleurs *a* et *c* de troisième jaune vert et troisième bleu, et on copie l'aspect du disque, avec des matières colorantes, soit *d* cette couleur. C'est un vert bleu complémentaire de l'orangé *b*.

*Quatrième expérience.* — A l'aide de cette couleur *d* et de sa complémentaire l'orangé, etc., on détermine par tâtonnement les angles des secteurs qui forment un gris incolore, que d'autre part (1), on cherche de même à reproduire par un secteur blanc, tournant devant l'orifice noir. On trouve :

$$239^\circ\, d + 121^\circ\, b = 70^\circ \text{ blanc}$$

ou sensiblement :

$$240^\circ\, d + 120^\circ\, b = 70^\circ.$$

**Discussion.** — On remarquera qu'il a fallu un secteur *d*, double du secteur *b*, pour avoir un mélange incolore, ce qui indique que la couleur *d* est d'une *intensité de coloration moitié de celle de b*. En général, l'intensité de coloration des mélanges sera toujours plus petite que celle de la moyenne des deux composantes. Malgré cette diminution considérable de la coloration, rien n'a disparu comme sensation lumineuse; car *ce qui s'est perdu comme coloration se retrouve comme intensité lumineuse totale*, ainsi que le prouve le chiffre de 70° trouvé pour l'angle du secteur blanc, qui est en effet

(1) *Bulletin de la Soc. ind.*, Rouen, 1882, p. 387-389, et *Comptes rendus*, t. XCIV, p. 1412.

le même dans l'expérience 3 que dans l'expérience 1. On conclut de là qu'à côté de la couleur *d* il s'est formé du blanc, et la somme des deux espèces de sensations est la même dans les deux cas.

Si à la place des trois couleurs *a*, *b*, *c*, nous substituons par la pensée les trois couleurs A, B, C, représentant les sensations fondamentales, avec l'intensité de coloration qu'elles possèdent dans le blanc vu par le même éclairage, chacune d'elles représentera 1/3 de l'intensité du blanc pris comme unité.

La couleur D complémentaire de B possédera une intensité de coloration moitié, c'est-à-dire 1/6 du blanc; et en outre elle sera mélangée d'une sensation lumineuse incolore dont l'intensité est aussi de 1/6, de telle sorte que la somme des sensations éprouvées par l'œil, à la vision de la couleur *d*, sera de 1/3 ; c'est-à-dire la même intensité lumineuse totale que celle de chacune des 3 couleurs primaires. Ces résultats se traduisent aisément par une figure géométrique.

**Diagramme.** — Le point O (*fig.* 1) représentera, non pas le *blanc*, mais l'absence totale de toute sensation lumineuse colorée ou non. C'est le noir absolu.

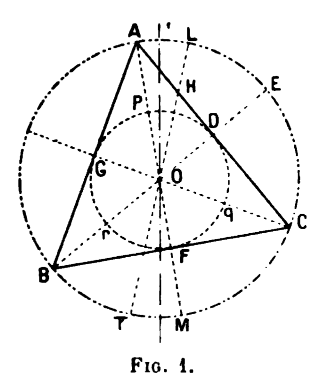



Fig. 1.

(Cette conception diffère du tout au tout de celle de Maxwell qui sera examinée plus loin.)

De ce point partent trois lignes, distantes de 120°, OA, OB et OC représentant les trois sensations fondamentales considérées comme équidistantes à la vue. Ces lignes auront des longueurs proportionnelles, aux intensités de coloration ; c'est-à-dire que leur longueur

sera en raison inverse des angles des secteurs produisant la sensation du blanc.

Dans le cas particulier, nous avons ramené les intensités des trois couleurs à être égales entre elles (ce qui nous a été facile à l'aide des disques tournants). Les trois lignes auront donc même longueur, et OA, OB et OC représentant l'intensité de coloration, elles constituent trois rayons d'une même circonférence.

Les points A, B, C seront aussi les trois sommets d'un triangle équilatéral. Une couleur binaire H trouvera sa place sur le côté AC, du triangle ABC. Les distances AH et HC seront en raison inverse des angles des secteurs qui auront servi à produire la couleur binaire H. L'intensité de coloration de cette couleur est représentée par la ligne OH. Cette intensité dépendra de la position de H. Elle sera maximum au point A, c'est-à-dire de 1/3.

Elle sera minimum au point D placé au milieu de A et de C; elle sera de 1/6.

Mais l'intensité lumineuse totale de H sera restée la même, c'est-à-dire de 1/3. Elle sera donc représentée par un rayon tel que OL, et l'intensité de la sensation du blanc binaire produite par le mélange sera égale à OL — OH, c'est-à-dire HL. Sensation qui est nulle au point A, et maximum au point D où elle sera de 1/6; en continuant à déplacer H dans la direction de C, elle décroîtra de nouveau pour être nulle au point C.

On voit par là que la construction et l'expérience sont d'accord. Il en résulte que si les sensations primaires peuvent être définies par un point unique, il *en faut deux pour définir les couleurs binaires*.

Le premier, placé en H sur les côtés du triangle, donne à la fois la nuance et l'intensité de coloration; le deuxième, placé en L, sur la circonférence du cercle circonscrit, correspond à l'intensité lumineuse totale. La ligne OL est un rayon. OL est donc une grandeur constante pour le système A, B, C, et égale à 1/3 de l'intensité du blanc.

La table des couleurs ne représente donc pas uniquement la forme d'un triangle, mais celle d'un triangle inscrit dans un cercle. Elle doit cette forme à la production du blanc binaire, conséquence de la théorie d'Young; cette production a échappé à Maxwell, et il ne pouvait en être autrement, étant donnée la construction géométrique à laquelle il a eu recours pour traduire les résultats de ses expériences [1].

---

[1] *Comptes rendus*, t. CL, p. 235.

### II. — LA CONSTRUCTION CHROMATIQUE DANS L'ESPACE.

On a vu dans ce qui précède que, quand on n'envisage que le mélange de deux sensations primaires, le lieu des intensités de coloration se trouve sur le périmètre d'un triangle et celui des intensités lumineuses totales sur le cercle circonscrit. Mais la grande majorité des couleurs que la nature nous montre, ou que les arts savent reproduire, sont le résultat de l'excitation de trois sensations colorées primaires. C'est-à-dire qu'à la sensation binaire colorée vient s'ajouter une sensation ternaire incolore, celle du blanc.

Ce n'est plus alors dans un plan que l'on peut caser les diverses sensations lumineuses colorées, que l'œil peut éprouver pour un éclairage donné.

L'arrangement qui leur assure, à toutes, une place devient une figure dans l'espace. Les divers auteurs qui se sont occupés de la question ne semblent pas avoir connu le fait de la formation du blanc binaire; car ils n'en ont pas tenu compte.

Lambert, qui le premier a tenu compte de la place du noir, a adopté la forme d'une pyramide ou d'un cône [1] et placé le noir au sommet. Rood [2] lui donne la forme d'un cylindre pouvant se transformer en un cône, par suppressions, et même en deux cônes semblables réunis par leur base; et Chevreul a conçu une construction hémisphérique.

Par voie de déduction nous avons montré que la base de la figure est un triangle équilatéral inscrit dans un cercle.

Le centre du cercle est le noir parfait. Ce dernier, représentant l'absence totale de toute sensation lumineuse, représente aussi, à plus forte raison, l'absence de toute coloration.

La sensation du blanc, qui implique aussi l'absence de coloration trouvera donc sa place sur une ligne partant du point O, et normale au plan du triangle ABC. Cette ligne constitue l'axe de la figure. Sa longueur est limitée par la définition qui fait du blanc la somme de toutes les sensations colorées que l'œil peut éprouver pour l'éclairage donné, c'est-à-dire la somme de $AO + BO + CO$. Cet axe aura en conséquence une hauteur égale à trois rayons.

---

(1) Helmholtz, *Optique physiologique*, éd. française, p. 372; — J.-H. Lambert, *Beschreibung einer Farbenpyramide*, Berlin, 1772.

(2) Rood, *Théorie scientifique des couleurs*, p. 185.

Au sommet, O', la sensation lumineuse est à son maximum, mais incolore. Cette sensation baissera graduellement d'intensité à mesure que l'on se rapproche du point O où elle sera nulle. La ligne O'O représente donc toute l'échelle des gris partant du blanc en O' et aboutissant en O au noir absolu.

La ligne AO' sera à son tour le lieu des points qui représentent les couleurs intermédiaires entre la couleur A et le blanc O'.

Le raisonnement est le même pour B et pour C. La coloration sera maximum au point A et nulle au point O'; l'intensité lumineuse totale ira en croissant depuis A, où elle est de 1/3 jusqu'au sommet O' où elle est égale à l'unité.

Dans la pratique, à chaque point de la ligne AO', la couleur sera définie par les angles des secteurs de couleur A et du secteur blanc qui servent à la reproduire (*fig.* 2). Soit *a* cette couleur, elle est obtenue avec couleur A, $n$ degrés et avec un secteur blanc de $(360 - n)^{\circ}$.

Sa place sur la ligne AO' sera à une distance de A représentée par $\frac{360 - n}{360}$ et à une distance de $\frac{n}{360}$ du sommet O'. Car les distances comptées à partir des extrémités seront toujours en raison inverse des angles des secteurs correspondants.

Les couleurs binaires étant représentées par deux points, placés sur le même rayon : l'un H, situé à l'intersection du rayon et de l'un des côtés du triangle; l'autre L, placé sur la circonférence, la ligne HO' sera la place des intermédiaires entre la couleur H et le blanc en O'. Elle fait partie de la pyramide O'ABC, et la ligne LO' représentant les intensités lumineuses totales fait partie du cône enveloppant.

Toutes les couleurs qui peuvent se concevoir pour un éclairage donné trouvent leur place dans cette figure, depuis le noir absolu jusqu'au blanc parfait en passant par le maximum de coloration que l'œil puisse éprouver, et qu'il éprouve en réalité inconsciemment à la vue d'une surface blanche. Aucune des matières colorantes dont nous puissions actuellement disposer ne peut nous donner des couleurs de l'intensité de AO, qui reste un idéal.

Les plus belles matières colorantes ne nous ont donné, ainsi qu'on l'a vu plus haut, en les disposant sur un disque, de manière à obtenir par sa rotation un gris parfaitement incolore, qu'un secteur blanc de 50°; tandis que, théoriquement, on devrait obtenir un gris de 120°.

La place de ces couleurs se trouve en conséquence à l'intérieur du triangle ABC. On peut se figurer une série de triangles plus petits inscrits dans ABC correspondant à des couleurs d'une intensité de coloration plus petite que OA.

Ces couleurs correspondent aux couleurs rabattues du cercle de Chevreul, et leur intensité de coloration peut décroître jusqu'en O, le lieu du noir absolu.

Il y a une classe de couleurs, comprise dans cette construction, qui est particulièrement intéressante au point de vue des applications aux arts décoratifs, ce sont les

**Couleurs d'égale intensité de coloration.** — Ce sont elles qui forment les camaïeux parfaits.

En pratique on les obtient en composant un disque avec un secteur coloré d'un angle $\alpha$ et des secteurs blancs dont l'angle peut varier depuis 0° jusqu'à 360° — $\alpha$. On met ce disque en rotation rapide devant l'orifice noir qui, dans nos expériences représente le noir absolu.

Ces couleurs sont d'autant plus foncées que le secteur blanc est plus petit et d'autant plus claires que le secteur blanc est plus grand. Mais qu'elles soient claires ou foncées, leur intensité de coloration est la même pour toutes celles qui sont obtenues avec le même secteur coloré ; seule l'intensité lumineuse totale est différente. Et non seulement toutes les teintes dérivées ainsi d'une même couleur franche ont même complémentaire, mais celles qui dérivent d'un même secteur d'angle constant produisent avec la complémentaire commune un gris incolore, avec un secteur qui est le même pour tous les tons : ce qui change, c'est la hauteur de ton du gris obtenue : le secteur blanc représentant chacun de ces gris est d'autant plus grand que ce ton est plus clair, et d'autant plus petit que le ton de la couleur est plus foncé. Elles sont équivalentes entre elles au point de vue de la coloration et peuvent se substituer à surface égale dans les coloris. Leur emploi produit des effets intéressants autant par leur harmonie que par leur nouveauté. Car, ainsi que je l'ai démontré autrefois (1) on ne peut les obtenir en éclaircissant par une matière blanche la couleur d'une matière colorante. Le seul moyen de préparer ces camaïeux, consiste à copier l'aspect des disques tournants composés comme il vient d'être dit.

Dans la construction chromatique [1] (*fig.* 2), ces couleurs sont placées sur des lignes parallèles à l'axe OO′.

Leur intensité de coloration est représentée par *r*O (*fig.* 1 et 2), et leur intensité lumineuse totale par *r*O + OO″. Si *r*O reste constant, OO″ peut varier. Les limites sont : minimum zéro, maximum OO″. — Or plus *r*O devient petit (il peut varier depuis O, jusqu'en *r*O) plus OO″ peut devenir grand ; la limite est OO′ ; dans ce moment la sensation colorée est nulle, mais l'intensité lumineuse totale a atteint son maximum pour l'éclairage donné ; elle est alors le blanc parfait.

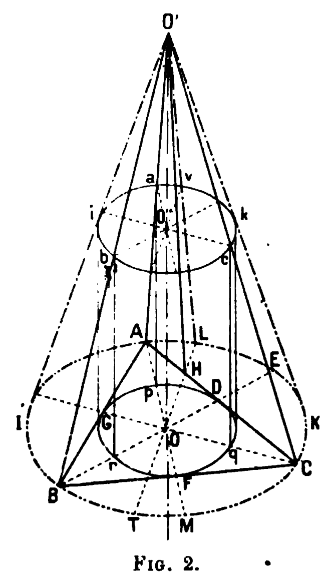



Fig. 2.

Pour l'ensemble des couleurs d'un même cercle chromatique (cercle FGD), les couleurs de même intensité de coloration sont placées sur les génératrices du cylindre FGD*abc*, dont la hauteur et le diamètre peuvent varier entre les limites assignées par la construction.

---

(1) *Comptes rendus*, t. LXXXVI, p. 383 ; 1878.

### III. — LA CONSTRUCTION DE MAXWELL.

La construction chromatique que nous venons de décrire diffère notablement de celle de Maxwell([1]) en ce qu'elle donne une place au noir absolu.

Et il est intéressant d'examiner les conséquences de cette conception.

Le but de Maxwell a été de « comparer exactement toutes les variétés des couleurs visibles; de représenter les résultats de l'expérience par des chiffres, et de déduire de ces chiffres certaines lois de la vision ». Or ce but Maxwell l'a atteint d'une manière brillante.

Il est le premier qui ait mis de la précision dans les études et dans le langage relatifs aux couleurs; il est arrivé aux conclusions suivantes, sur lesquelles on est heureux de s'appuyer, quand on fait des recherches dans la même direction.

Maxwell est arrivé à conclure :

1° « Que l'œil humain est capable d'estimer la ressemblance de couleur avec une précision souvent très grande ;

2° « Que le jugement ainsi formé est déterminé, non par l'identité des couleurs, mais par une cause résidant dans l'œil de l'observateur;

3° « Que les yeux des différents observateurs varient quant à leur sensibilité, mais concordent entre eux de si près qu'il ne peut y avoir de doute que la loi de la vision des couleurs est identique pour tous les yeux normaux. »

Il résulte de ce texte que Maxwell s'est bien placé sur le terrain physiologique dans l'interprétation des faits constatés par lui.

Mais sa représentation graphique ne montre pas les conséquences de la théorie d'Young que nous venons d'exposer.

Et elle doit cette imperfection à une hypothèse que dès le début Maxwell a adoptée comme base de sa construction, sans d'ailleurs ni l'énoncer, ni la justifier. Il commence par choisir trois couleurs, telles que par leur mélange deux à deux on puisse produire « passablement » les couleurs binaires.

Il fait observer qu'on ne peut prendre comme primaires le jaune et le bleu, qui sont complémentaires et ne peuvent produire aucune couleur intermédiaire. Il remplace le jaune par du vert (le vert de

---

(1) *Comptes rendus*, t. CL, p. 235.

chrome), prend un bleu un peu violacé (l'outremer) et un rouge un peu orangé (le vermillon).

Et par une expérience faite avec disques tournants, il détermine l'angle des secteurs des trois couleurs, nécessaire pour obtenir un gris neutre, que d'autre part il reproduit avec des secteurs blancs et des secteurs noirs. La mesure des angles lui donne une équation qu'il traduit par un triangle équilatéral.

Les trois sommets équidistants représentent l'équidistance à la vue des trois couleurs choisies par lui. En ceci il n'y a pas d'arbitraire : la condition de l'équidistance ressort de la définition même.

Puis il fait une hypothèse en assignant arbitrairement une *même intensité de coloration* à ses trois types colorés, qui, on le voit, à première vue, sont d'une intensité si inégale. En conséquence de cette hypothèse, pour trouver la place du blanc, il a dû recourir au procédé de Newton, et placer ce blanc au centre de gravité d'un système dans lequel la quantité de chaque couleur est représentée par des poids.

Ces poids sont proportionnels aux angles des secteurs qui expérimentalement concourent à la formation du blanc.

Ces angles étant fort inégaux, parce que l'intensité des colorations des trois couleurs est en réalité très différente, le centre de gravité se trouve placé quelque part à l'intérieur du triangle, et fort loin du centre de la figure.

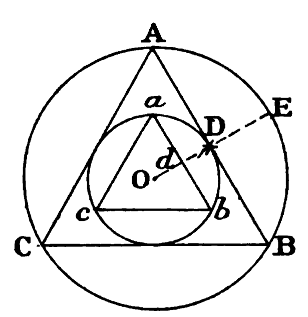



FIG. 3.

Le point D est sur le périmètre du triangle ABC et définit l'intensité de coloration de la couleur OE. Mais il est aussi sur la circonférence *abc* et correspond à l'intensité lumineuse totale de la couleur, dont *Od* représente l'intensité de coloration.

Il résulte de cette conception ceci : c'est que pour trois couleurs qualitativement identiques, comme celles de notre expérience 1 et 2,

mais différentes par l'intensité, on aurait dans cette construction des distances angulaires différentes, pour chacun des deux systèmes. Ce qui est un grand inconvénient, et cette circonstance a empêché Maxwell de reconnaître l'existence du blanc binaire et les conséquences qui en découlent.

Car non seulement une couleur binaire ne saurait être représentée par un point unique; mais un point unique peut appartenir à deux couleurs différentes.

Chaque point peut être à la fois sur une circonférence et sur le périmètre d'un triangle inscrit. — Notre but étant d'examiner de plus près les conséquences de l'hypothèse d'Young, nous avons été conduit logiquement à adopter une construction traduisant les faits nouveaux observés par nous (*fig.* 3).

### IV. — LE CERCLE CHROMATIQUE.

Les conséquences de la théorie d'Young présentent donc le diagramme des couleurs projeté dans un plan comme un triangle inscrit dans un cercle. Les couleurs correspondant aux sensations fondamentales occupent les sommets, et les couleurs binaires les côtés du triangle. Il résulte de là que l'intensité de coloration de ces couleurs, étant représentée par la distance qui les sépare du point O, varie depuis le maximum 1/3 OA jusqu'au minimum 1/6 OD qui est l'intensité de coloration des complémentaires des couleurs primaires.

De plus, l'intensité lumineuse totale étant la même pour toutes ces couleurs est représentée par le rayon du cercle.

Elle est constante pour toutes les couleurs binaires du système, et toujours plus grande que l'intensité de coloration.

La différence OL — OH est constituée par le blanc binaire, dont la mesure est donnée par la longueur HL qui varie depuis O (au point A) jusqu'à 1/6. C'est-à-dire que les couleurs sont lavées de blanc, et celles qui le sont le plus sont les complémentaires des trois couleurs primaires.

Cet aspect et cette disposition, donnant des couleurs d'intensité de coloration variable et inégalement lavées de blanc, est moins intéressant pour la pratique qu'une collection de types de couleurs ayant toutes même intensité de coloration.

L'ensemble possède alors nécessairement la forme d'un cercle, et

le plus grand que l'on puisse concevoir théoriquement est le cercle inscrit tangent aux côtés du triangle.

L'intensité de coloration maximum est alors de 1/6.

On est obligé de ramener l'intensité des couleurs primaires de la valeur de 1/3 à celle de 1/6, c'est-à-dire qu'il faut les rabattre de moitié et rabattre d'une manière correspondante toutes les couleurs binaires.

Un cercle chromatique de cette intensité ne peut pas être exécuté faute de matières colorantes pouvant représenter ces couleurs. Ce sera toujours un cercle d'un rayon plus petit que OD (*fig.* 1).

Mais de combien plus petit?

Dans l'état actuel de la question, on ne peut répondre avec précision. En effet l'intensité de coloration est mesurée par rapport au blanc. Le blanc ne peut être obtenu que par un couple de couleurs complémentaires; et alors l'angle du secteur blanc représente l'intensité lumineuse totale du couple, et non celle de la coloration de chacune des deux couleurs. Cet angle est la somme de trois espèces de blanc :

1° La lumière blanche diffusée par la surface colorée;

2° Le blanc binaire, inhérent à la couleur;

3° Le blanc ternaire surajouté au moment du rabat.

Or ce dernier seul est connu; le premier, pour l'instant, ne peut être mesuré, et par conséquent le deuxième, qui ne peut être obtenu que par différence, l'est également, et on ne peut actuellement pas même savoir quelle est l'intensité de coloration d'un couple. Tout ce que l'on peut constater, c'est que l'intensité lumineuse totale, obtenue par le mélange de nos plus belles couleurs teintes sur laine par exemple est représentée par un secteur blanc de 50°, tandis (expérience I) que la théorie demande 120°. L'intensité lumineuse totale des couleurs du cercle chromatique [1] que nous avons exécuté selon la théorie d'Young n'est que des 5/12 de la théorie. L'intensité de coloration est nécessairement encore plus éloignée de la limite.

Il n'a pas été possible pour l'instant d'aller plus loin; et cela parce que l'on s'est posé la condition de l'égalité parfaite, de l'intensité de coloration de tous les couples du cercle.

Si nous possédons des rouges, des orangés, des jaunes et des

[1] Ce cercle a été présenté par M. Violle à l'Académie des Sciences dans sa séance du 17 mai 1909 et à la Société française de Physique par l'auteur dans la séance du 21 janvier 1910.

jaune vert très beaux et d'une grande intensité de coloration, nous manquons par contre de bleus et de violets équivalents.

Et pour se mettre au niveau des couleurs les moins intenses, on est obligé de rabattre les plus belles. Ceci donne au cercle chromatique que nous avons exécuté un aspect très différent de celui des cercles, exécutés par les teinturiers et que l'on voit dans les expositions.

Là l'artiste s'applique à employer les couleurs les plus vives qu'il peut se procurer. Tel est ce cercle chromatique exécuté sur soie par la maison Meister Lucius à Hoechst-sur-Main et qui représente certainement ce que l'on peut exécuter de plus brillant avec les matières colorantes les plus connues, celles du goudron de houille. Dans ce cercle, le rapport des intensités de coloration est par exemple pour le couple vert-bleu-orangé, de 1 à 6. De semblables différences d'intensités se constatent pour le cercle chromatique de Chevreul, où il n'y a qu'un seul couple pour lequel il y ait égalité d'intensité pour les deux couleurs, c'est le couple vert-violet. Pour tous les autres, le côté du rouge, du jaune est toujours plus intense que le côté de leurs complémentaires.

Le cercle chromatique nouveau forme une collection de 24 couleurs ou de 12 couples de couleurs complémentaires, qui sont autant que possible d'égale intensité de coloration.

C'est-à-dire que les deux couleurs, étant fixées sur un disque, produisent la sensation du blanc, quand elles occupent chacune la moitié de la surface du disque.

L'angle du secteur blanc obtenu devrait être rigoureusement le même pour tous ces couples. Mais cette condition est la plus difficile à remplir de toutes les trois qu'on s'est imposées. Le secteur blanc varie en réalité de 40° à 60° et est en moyenne de 50°. Cette différence se traduit à la vue par un aspect plus ou moins foncé de l'une des deux couleurs du couple.

Enfin on s'est imposé une quatrième condition, c'est la distance angulaire régulière des couples. Elle est de 15°. Comme on doit s'y attendre, cette condition n'a été réalisée que d'une manière approchée ; il y a des couples pour lesquels la distance n'est que 10° ; pour d'autres, et c'est le plus grand nombre, elle est rigoureuse. Et il faudrait remplacer les couples trop rapprochés. Mais le travail est difficile. Il a fallu tant de teintures pour atteindre l'approximation voulue, que finalement, et pour conclure, on s'est contenté du résultat obtenu. Car cette condition d'équidistance angulaire n'est qu'une

satisfaction de l'esprit. L'essentiel pour la pratique est que les couleurs d'un couple soient complémentaires. Toutes les autres conditions sont d'autant moins importantes, que par mesure directe on peut connaitre pour chaque couple : 1° les intensités relatives ; 2° l'intensité lumineuse totale, et 3° la distance angulaire, conditions intéressantes à connaître, mais nullement indispensables dans la pratique.

Quelle est la place exacte de ce cercle dans la construction dans l'espace ?

C'est là encore une question sans intérêt pratique immédiat. Les inégalités constatées par la mesure directe à l'aide des disques tournants permettent d'affirmer que ce cercle ne se place pas rigoureusement dans un plan, mais que seule sa projection dans ce plan peut être connue.

Par suite aussi des inégalités d'intensités de coloration, sa forme n'est pas rigoureusement celle d'un cercle. Elle est celle d'une courbe fermée très voisine et dont le périmètre est légèrement ondulé. Il faut le considérer simplement comme une collection de couples complémentaires dont les composants ont sensiblement même intensité de coloration et comme une première approximation. Il suffit pour guider les artistes dans leurs applications aux coloris décoratifs. Mais au point de vue où nous sommes placés, celui de la science de la couleur, il n'est pas nécessaire d'exécuter ni le cercle chromatique, ni la construction chromatique dans l'espace.

Le diagramme (*fig.* 1) suffit à tous les besoins, il permet de résoudre tous les problèmes relatifs au mélange des sensations colorées. Il permet de déterminer les intensités de coloration, les distances angulaires.

Il permet d'analyser une couleur quelconque, de trouver sa complémentaire, et de là calculer les angles des secteurs colorés et des secteurs blancs, qui reproduisent cette couleur par une expérience synthétique, rien que par des expériences exécutées avec les disques tournants, expériences dont les données numériques servent de base à des calculs. Ces calculs sont simplifiés par des mesures prises sur la figure géométrique. Pour donner un intérêt général aux chiffres obtenus, il n'est pas nécessaire de posséder un grand nombre de types colorés teints à l'avance :

Il suffit de posséder cinq données, savoir : le noir absolu, le blanc (au sulfate de baryte) et trois étalons colorés, correspondant aux sen-

sations fondamentales. Sur ces cinq, deux : le blanc et le noir, peuvent être reproduits en tout temps et en tout lieu, identiques à eux-mêmes. Il n'en est pas de même des étalons colorés dont la fabrication ne donne pas des résultats suffisamment constants. Il faut s'en rapporter à des types fixés par convention.

L'expérience a montré qu'en opérant à la lumière diffuse du jour, entre dix heures du matin et quatre heures du soir, on obtient des résultats numériques suffisamment constants.

En effet les disques qui ont servi en 1875 à Mulhouse, en 1881 à Paris, donnent encore aujourd'hui, dans les limites indiquées, les mêmes chiffres. Les résultats sont assez indépendants du temps et du lieu pour acquérir une valeur générale.

Et si l'on voulait procéder à une classification des couleurs et à leur définition, on pourrait le faire si le besoin s'en faisait sérieusement sentir.

---

## SUR LA CONSTITUTION DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE A LA SURFACE D'UN ÉLECTROLYTE (1);

Par M. GOUY.

**1.** On admet généralement que, lorsqu'on électrise un électrolyte, il s'accumule à sa surface des ions qui rendent le potentiel uniforme dans toute la masse liquide. Cette idée de la charge purement superficielle, qui paraît d'abord très plausible, conduit pourtant à des contradictions singulières, dont voici un exemple.

Considérons deux condensateurs identiques, dont les armatures extérieures sont formées par une solution aqueuse où ils sont plongés. Soient Q et — Q les charges des armatures intérieures, $V_1$ et $V_2$ leurs potentiels, $p$ la pression osmotique. Par une opération isotherme et réversible faisons varier Q en fournissant le travail $(V_1 - V_2)\,dQ$, et faisons varier la concentration en introduisant le volume $dv$ du dissolvant, et fournissant le travail $-\,pdv$. La variation de l'énergie utilisable sera :

$$(V_1 - V_2)\,dQ - pdv.$$

---

(1) Séance du 18 février 1910.

Comme c'est une différentielle exacte, il vient

$$(1) \qquad \frac{\partial}{\partial v}(V_1 - V_2) = -\frac{\partial p}{\partial Q}.$$

Mais si $Q = o$, on a $V_1 = V_2$ par symétrie, et par suite :

$$\frac{\partial p}{\partial Q} = o.$$

*Ainsi une petite charge ne fait pas varier la concentration de l'électrolyte dans son intérieur, aux quantités du 2e ordre près.* Cependant, s'il y avait charge superficielle, il y aurait accumulation, sur la surface de l'électrolyte, de cathions d'un côté, et d'anions de l'autre, soustraits à la masse liquide, qui serait ainsi appauvrie.

2. Un examen plus attentif montre que la charge ne peut pas être purement superficielle. En effet, les ions sont soumis, en outre des actions électriques qui tendent à les accumuler à la surface, à la diffusion qui tend à rétablir l'homogénéité qui existait avant la charge (1). Il en résulte un état d'équilibre, que nous allons calculer en unités électrostatiques.

Soient $\nu_c, \nu_c', \ldots$ et $\nu_a, \nu'_a, \ldots$ les valences des cathions et des anions ; $N_c, N_c', \ldots$ et $N_a, N_a, \ldots$ sont les nombres d'ions-grammes par unité de volume, loin de la surface. A la distance $x$ de la surface, ces nombres deviennent $N_c U_c, N_c' U_c', \ldots$ et $N_a U_a, N'_a U'_a, \ldots$ Soient $\rho$ la densité électrique au point $(x)$ et $m$ la charge de 1 gramme d'ions-hydrogène. On a :

$$(2) \qquad \rho = m(N_c U_c \nu_c + N'_c U'_c \nu'_c + \ldots - N_a U_a \nu_a - N'_a U'_a \nu'_a - \ldots)$$

Les forces étant comptées positivement dans le sens des $x$ croissants, considérons l'équilibre des cathions de la première espèce contenus dans la couche $dx$. Soit K le pouvoir inducteur du liquide, qui est une constante, la solution étant étendue. Une masse $+ 1$ placée au point $(x)$ serait sollicitée par la force :

$$\frac{2\pi}{K}\left(\int_0^x \rho dx - \int_x^\infty \rho dx\right) + F,$$

(1) Si, avant la charge, les ions sont distribués inégalement, en raison, par exemple, de forces non électriques qui les attirent vers la surface, cette distribution modifiera celle que nous allons calculer ; mais nous excluons ce cas pour le moment.

F étant la force produite par les charges extérieures, qui sera constante dans l'intervalle très petit que nous considérons [1]. Comme, à distance de la surface, il n'y a plus de champ, nous avons :

$$\frac{2\pi}{K}\int_0^\infty \rho dx + F = 0,$$

et par suite en posant :

$$(3)\qquad q = \int_x^\infty \rho dx,$$

nous avons, par unité de surface, pour la force électrique exercée sur nos cathions,

$$-\frac{4\pi q}{K} m N_c U_c \nu_c dx.$$

Pour calculer l'effet de la diffusion, nous pouvons imaginer que la couche $dx$ est enfermée entre deux parois semi-perméables qui arrêtent seulement les cathions considérés. La résultante des deux pressions osmotiques exercées sur cette couche est $- \mathrm{RTN}_c \frac{dU_c}{dx} dx$, et l'équation d'équilibre s'écrit [2] :

$$(4)\qquad \frac{4\pi q m}{KRT} = -\frac{1}{U_c \nu_c}\frac{dU_c}{dx} = -\frac{d}{dx}\log U_c^{\frac{1}{\nu_c}}.$$

On a de même :

$$(4\ bis)\qquad \frac{4\pi q m}{KRT} = \frac{1}{U_a \nu_a}\frac{dU_a}{dx} = \frac{d}{dx}\log U_a^{\frac{1}{\nu_a}}.$$

Comme à l'infini, tous les U sont égaux à 1, on a, en écrivant toutes les équations telles que (4) et (4 *bis*),

$$(5)\qquad U_c^{\frac{1}{\nu_c}} = U'^{\frac{1}{\nu'_c}}_c = \dots = U_a^{-\frac{1}{\nu_a}} = U'^{-\frac{1}{\nu'_a}}_a = \dots$$

et en ajoutant membre à membre toutes les équations (4) et (4 *bis*),

$$\frac{d}{dx}(N_c U_c + N'_c U'_c + \dots + N_a U_a + N'_a U'_a + \dots)$$
$$= -\frac{4\pi q m}{KRT}(N_c U_c \nu_c + N'_c U'_c \nu'_c + \dots - N_a U_a \nu_a - N'_a U'_a \nu'_a - \dots).$$

---

(1) La surface est regardée comme plane, ou du moins son rayon de courbure est très grand vis-à-vis de l'épaisseur de la couche où $\rho$ est sensible.

(2) Les logarithmes sont népériens.

Mais, d'après (2), la parenthèse du deuxième membre

$$= \frac{\rho}{m} = - \frac{1}{m} \frac{dq}{dx}.$$

Il vient donc :

$$N_c U_c + N'_c U'_c + \dots + N_a U_a + N'_a U'_a + \dots = \frac{2\pi}{KRT} q^2 + C^{te}.$$

Comme pour $x$ très grand, on a $q = 0$, et tous les U égaux à 1, il vient :

$$(6)\ N_c(U_c - 1) + N'_c(U'_c - 1) + \dots + N_a(U_a - 1) + N'_a(U'_a - 1) + \dots = \frac{2\pi}{KRT} q^2.$$

3. Les équations (5) et (6) donneront tous les U en fonction de $q$. On peut immédiatement s'en servir pour calculer les valeurs $U_{c_0}$, $U_{a_0}$, à la surface en fonction de la charge $q_0$ par unité de surface, l'indice 0 désignant partout les valeurs prises à la surface.

Les équations (5) nous montrent immédiatement ce qui suit :

1° Si les cathions ont même valence, leurs concentrations restent partout proportionnelles et de même pour les anions. Si les ions ont des valences inégales, ils sont d'autant plus condensés ou raréfiés dans les couches voisines de la surface que leurs valences sont plus grandes ;

2° Les concentrations des ions varient de la manière qui correspond à l'équilibre chimique avec des molécules non dissociées de concentration constante. Ainsi, pour un cathion et un anion de même valence, le produit des concentrations $N_c U_c \times N_a U_a$ est constant, d'après (5).

Il devait en être ainsi, car le principe de Carnot exige qu'on ait équilibre chimique aussi bien que physique en chaque point. Sans cela, en effet, dans certaines couches, les ions formeraient des molécules, ce qui entraînerait une circulation perpétuelle d'ions et de molécules.

Il ressort de ce qui précède que, pour les solutions aqueuses, où les ions propres de l'eau sont monovalents et extrêmement rares, on pourra en faire abstraction, puisqu'ils seront partout en proportion négligeable. C'est ce que nous ferons désormais, et nous considérerons le cas d'un seul cathion et d'un seul anion, tous les N étant nuls, sauf $N_c$ et $N_a$.

4. Posons

$$C = N_c \nu_c = N_a \nu_a.$$

L'équation (6) s'écrit

(6 *bis*)
$$\frac{U_c - 1}{\nu_c} + \frac{U_a - 1}{\nu_a} = \frac{2\pi}{CKRT} q^2.$$

Posons

$$\frac{\nu_c}{\nu_a} = n, \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{z} = U_c.$$

On aura, d'après (5),

$$U_a = z^n.$$

L'équation (6 *bis*) s'écrit :

(7)
$$z^{n+1} - z\left(n + 1 + \frac{2\pi\nu_a}{CKRT} q^2\right) + n = 0.$$

On voit aisément que l'équation en $z$ n'admet que deux racines convenant à la question, c'est-à-dire réelles, positives et se réduisant à l'unité pour $q = 0$; ces racines sont l'une $> 1$ et l'autre $< 1$. On choisira celle qui convient pour que $U_c - 1$ soit du signe de $q_0$. Ainsi $z$ est déterminé sans ambiguïté.

Calculons $x$ en fonction de $z$. On a :

$$x = \int_{q_0}^{q} \frac{dx}{dq}\, dq = \int_{q}^{q_0} \frac{dq}{\rho} = \frac{1}{mC}\int_{q}^{q_0} \frac{dq}{U_c - U_a} = \frac{1}{mC}\int_{q}^{q_0} \frac{z}{1 - z^{n+1}}\, dq.$$

Mais, d'après (7), on a :

$$dq = \frac{n}{q}\,\frac{CKRT}{4\pi\nu_a}\,\frac{z^{n+1} - 1}{z^2}\, dz,$$

d'où :

(8)
$$x = \frac{KRT}{4\pi m\nu_c}\int_{z_0}^{z} \frac{dz}{qz}.$$

$q$ étant exprimé en fonction de $z$ après (7), on aura ainsi l'expression de $x$ en fonction de $z$.

5. Examinons quelques conséquences de ce qui précède.

Supposons que la charge $q_0$ vienne à varier, en sorte que $z_0$ de-

vienne $z'_0$, et que $x$ devienne $x'$ ; on aura :

$$x' = x - \frac{\mathrm{KRT}}{4\pi m v_c} \int_{z_0}^{z'_0} \frac{dz}{qz} = x + \mathrm{C^{te}}.$$

Ainsi, lorsqu'on aura tracé les courbes représentatives de $U_c$ et de $U_a$ en fonction de $x$, pour une certaine valeur $q_0$, il suffira, si cette valeur vient à changer, de donner aux courbes une translation parallèle à l'axe des $x$ jusqu'à ce que, à la surface, on ait les valeurs de $U_c$ et de $U_a$ qui conviennent, d'après (5) et (6), à la nouvelle valeur de la charge.

Ainsi, avec une certaine charge, on aura, à une certaine profondeur, le même état qu'on aurait à une profondeur moindre, avec une charge plus faible.

Examinons maintenant comment varie $x$, si l'on donne d'autres valeurs à la concentration C. Supposons que C soit multiplié par $\beta^2$, sans que $z_0$ varie, ce qui implique que $q_0$ sera multiplié par $\beta$, ainsi que la valeur de $q$ qui correspond à un $z$ quelconque. Par suite $x$ sera multiplié par $\frac{1}{\beta}$.

Ainsi, pour passer des courbes de $U_c$ et de $U_a$ relatives à une certaine concentration à celles relatives à une autre concentration, il faut réduire les abscisses dans le rapport inverse des racines carrées des concentrations, et faire ensuite glisser les courbes comme plus haut, jusqu'à ce que $q_0$ ait sa valeur exacte. La charge est donc d'autant plus localisée au voisinage de la surface que la concentration (en ions) est plus grande.

6. L'expression (8) se calcule aisément quand le rapport $n$ des valences est 1, 2 ou $\frac{1}{2}$. Pour $n = 1$, on trouve :

(9) $$x = \frac{1}{2\sqrt{2m}} \sqrt{\frac{\mathrm{KRT}}{\mathrm{C}\pi v_c}} \left\{ \log \frac{\sqrt{U_{c0}} - 1}{\sqrt{U_c} - 1} - \log \frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_c} + 1} \right\},$$

d'où il vient, en désignant par $\alpha$ le coefficient de la parenthèse,

(10) $$U_c = \left\{ \frac{\frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_{c0}} - 1} e^{\frac{x}{\alpha}} + 1}{\frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_{c0}} - 1} e^{\frac{x}{\alpha}} - 1} \right\}^2 = \frac{1}{U_a}.$$

Si l'on a $n = 2$, on trouve :

$$(11)\quad x = \frac{1}{2\sqrt{3}m}\sqrt{\frac{\text{KRT}}{\text{C}\pi\nu_c}}\left\{\log\frac{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}-\sqrt{3}}{\sqrt{2\text{U}_c+1}-\sqrt{3}} - \log\frac{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}+\sqrt{3}}{\sqrt{2\text{U}_c+1}+\sqrt{3}}\right\},$$

et par suite, en désignant par $\alpha'$ le coefficient de la parenthèse,

$$(12)\qquad \text{U}_c = \frac{3}{2}\left\{\frac{\dfrac{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}+\sqrt{3}}{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}-\sqrt{3}}\,e^{\frac{x}{\alpha'}}+1}{\dfrac{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}+\sqrt{3}}{\sqrt{2\text{U}_{c0}+1}-\sqrt{3}}\,e^{\frac{x}{\alpha'}}-1}\right\}^2 - \frac{1}{2} = \frac{1}{\text{U}_a^2}.$$

Pour $n = \frac{1}{2}$, on permutera dans (11) et (12) les indices $c$ et $a$.

7. *Centre de la gravité de la charge.* — Soit $\varepsilon$ sa distance à la surface. On a par définition :

$$\varepsilon = \frac{1}{q_0}\int_0^\infty x\rho dx = -\frac{1}{q_0}\int_0^\infty x\frac{dq}{dx}dx.$$

En intégrant par parties, et remarquant que $qx$ tend vers zéro quand $x$ croît sans limite ([1]), on a, d'après (8),

$$(12)\ \varepsilon = \frac{1}{q_0}\int_0^\infty q dx = \frac{1}{q_0}\frac{\text{KRT}}{4\pi m\nu_c}\int_{z_0}^1\frac{dz}{z} = \frac{1}{q_0}\frac{\text{KRT}}{4\pi m\nu_c}\log \text{U}_{c0} = -\frac{1}{q_0}\frac{\text{KRT}}{4\pi m\nu_a}\log \text{U}_{a0}.$$

La connaissance de $\varepsilon$ est très utile, car la charge agit, au point de vue du potentiel, comme si elle était concentrée en une couche infiniment mince, en son centre de gravité.

Nous avons vu, en effet, au numéro 2, que la force qui agirait sur une masse $+1$ aurait pour valeur, en chaque point, $-\frac{4\pi q}{\text{K}}$. Soit $(x_1)$ un point éloigné de la surface, où le potentiel est $\text{V}_1$, et soit $\text{V}_0$ le potentiel à la surface. On a donc :

$$\text{V}_1 - \text{V}_0 = \frac{4\pi}{\text{K}}\int_0^{x_1} q dx,$$

(1) Nous verrons en effet que $q$ finit par être proportionnel à $e^{-\frac{x}{a}}$ ($a$ constante).

ou, en remplaçant $dx$ par sa valeur tirée de (8),

$$(13) \qquad V_1 - V_0 = \frac{RT}{m\nu_c}\int_{z_0}^{1}\frac{dz}{z} = \frac{RT}{m\nu_c}\log U_{c0} = \frac{4\pi}{K}\epsilon q_0,$$

ce qui est conforme à l'énoncé.

8. *Appauvrissement de l'électrolyte.* — Considérons un plan parallèle à la surface, à la distance $x_1$, assez grande pour que l'électrolyte n'y diffère plus sensiblement de ce qu'il est à l'intérieur. Si l'électrolyte restait homogène, le nombre des cathions-grammes compris entre la surface et ce plan serait $N_c x_1$ par unité de surface. En réalité ce nombre est $\int_0^{x_1} N_c U_c dx$. En posant :

$$n_c = \int_0^{x_1} N_c U_c dx - N_c x_1 = N_c \int_0^{x_1} (U_c - 1)\, dx,$$

$n_c$ représentera donc le nombre des cathions-grammes qui, du fait de la charge, se trouvent attirés vers chaque unité de surface et appauvrissent ainsi la masse de l'électrolyte [1].

On aura la même formule pour les anions, en remplaçant l'indice $c$ par $a$.

Remarquons d'abord que l'on a

$$q_0 = m\left(N_c\nu_c \int_0^{x_1} U_c dx - N_a\nu_a \int_0^{x_1} U_a dx\right) = m(n_c\nu_c - n_a\nu_a).$$

Nous avons aussi, d'après (6 *bis*),

$$n_c + n_a = C\int_0^{x_1}\left(\frac{U_c - 1}{\nu_c} + \frac{U_a - 1}{\nu_a}\right) dx = \frac{2\pi}{KRT}\int_0^{x_1} q^2 dx,$$

et d'après (8), en remarquant que $z = 1$ au point $(x_1)$, il vient :

$$(14) \qquad n_c + n_a = \frac{1}{2m\nu_c}\int_{z_0}^{1} q\,\frac{dz}{z}.$$

(1) Il faut remarquer que, de ce fait, la quantité du dissolvant qui est comprise entre la surface et le plan $(x_1)$ se trouve un peu modifiée. Les données manquent pour tenir compte de cette petite complication.

Si les valences sont égales, l'équation (14) donne :

$$n_c + n_a = \frac{1}{m}\sqrt{\frac{CKRT}{2\pi\nu_c^3}}\left(\sqrt{U_{c0}} + \sqrt{U_{a0}} - 2\right).$$

Si l'on a $n = 2$, il vient :

$$n_c + n_a = \frac{1}{4m}\sqrt{\frac{CKRT}{\pi\nu^3_c}}\left\{ 2\sqrt{2U_{c0}+1} - 2\sqrt{3} + \frac{1}{\sqrt{2U_{c0}+1}-1} - \frac{1}{\sqrt{3}-1} + \frac{1}{\sqrt{2U_{c0}+1}+1} - \frac{1}{\sqrt{3}+1}\right\}.$$

Pour $n = \frac{1}{2}$, on remplacera l'indice $c$ par $a$.

9. *Charge modérée ou petite*. — Les formules se simplifient beaucoup, quelles que soient les valences, si $U_{c0}$ et $U_{a0}$ sont très voisins de l'unité. Pour des solutions aqueuses centinormales (en ions) ou plus concentrées, cela aura lieu dès que $q_0$ sera inférieur à 10 unités électrostatiques, ce qui est une charge modérée de condensateur.

Posons :

$$\delta = U_c - 1.$$

Nous avons :

$$U_a = U_c^{-n} = (1+\delta)^{-n} = 1 - n\delta + \frac{n(n+1)}{1 . 2}\delta^2 \ldots$$

L'équation (6 *bis*) s'écrit en traitant $\delta$ comme un infiniment petit :

$$\delta = q\sqrt{\frac{4\pi\nu_c}{CKRT\,(n+1)}},$$

d'où :

$$(15) \qquad \frac{U_c - 1}{\nu_c} = -\frac{U_a - 1}{\nu_a} = q\sqrt{\frac{4\pi}{CKRT\,(\nu_c + \nu_a)}}.$$

On a :

$$\frac{dz}{z} = (-1 + \delta - \delta^2 + \ldots)\,d\delta,$$

et par suite, d'après (8),

$$(16) \qquad x = \frac{1}{2m}\sqrt{\frac{KRT}{C\pi\,(\nu_c + \nu_a)}}\log\frac{q_0}{q}.$$

En posant :

$$a = \frac{1}{2m}\sqrt{\frac{KRT}{C\pi\,(\nu_c + \nu_a)}},$$

il vient donc :

$$(17) \qquad q = q_0 e^{-\frac{x}{a}} \qquad \text{et} \qquad \rho = \frac{q_0}{a} e^{-\frac{x}{a}}.$$

D'après (15), on a $n_c + n_a = o$ ; mais si l'on pousse l'approximation plus loin, en tenant compte des termes en $\delta^2$, il vient :

$$(18) \quad n_c + n_a = \frac{\delta_0^2}{4m}\sqrt{\frac{\mathrm{CKRT}(n+1)}{4\pi\nu_c{}^3}} = \frac{q_0^2}{2m}\sqrt{\frac{\pi}{\mathrm{CKRT}(\nu_c+\nu_a)}}.$$

De la sorte se trouve expliqué le résultat paradoxal trouvé au début[1].

Ainsi *une charge moyenne ou petite consiste en une légère condensation des ions d'un certain signe, et une légère raréfaction des ions de signe opposé, toutes deux s'annulant asymptotiquement quand on s'éloigne de la surface.* La compensation se fait quant au nombre des ions, et la masse intérieure n'est pas appauvrie.

Il résulte de ce que nous avons vu que cela sera encore vrai pour une forte charge, mais seulement aux profondeurs où $q$ devient assez petit.

La distance $\varepsilon$ du centre de gravité à la surface est égale à $a$, ce qui donne en microns, pour des solutions aqueuses d'ions monovalents [2].

| | |
|---|---|
| Solution décinormale (en ions) | $0^\mu$,00096 |
| Solution millinormale (en ions) | 0 ,0096 |
| Eau pure de Kohlrausch | 1 ,01 |

Les intervalles que nous avons à considérer sont donc bien supérieurs aux intervalles moléculaires, dès que la solution est étendue, car on sait qu'une molécule d'eau occupe le volume d'un cube d'environ $0^\mu$,0003 de côté.

**10.** *Charge très grande.* — Supposons qu'une des quantités U, par exemple $U_c$, ait une grande valeur. On a sensiblement d'après (6 *bis*),

$$U_c = \frac{2\pi\nu_c}{\mathrm{CKRT}}\, q^2,$$

(1) On peut vérifier aussi que, en tenant compte de (18), l'équation (1) est toujours satisfaite pour des solutions étendues.

(2) Données : $K = 80$ ; $R = 8{,}32 \cdot 10^7$ ; $T = 291$ ; $m = 2{,}90 \cdot 10^{14}$ ; C vaut $10^{-4}$ ; pour la solution déci-normale et $0{,}9 \cdot 10^{-10}$ pour l'eau pure.

et

$$\rho = m\mathrm{C}\mathrm{U}_c = \frac{2\pi m\nu_c}{\mathrm{KRT}}\, q^2,$$

d'où :

$$x = \int_q^{q_0} \frac{dq}{\rho} = \frac{\mathrm{KRT}}{2\pi m\nu_c} \int_q^{q_0} \frac{dq}{q^2} = \frac{\mathrm{KRT}}{2\pi m\nu_c} \left(\frac{1}{q} - \frac{1}{q_0}\right),$$

et

$$\mathrm{U}_c = \frac{\dfrac{2\pi\nu_c}{\mathrm{CKRT}}}{\left(\dfrac{2\pi m\nu_c}{\mathrm{KRT}}\, x + \dfrac{1}{q_0}\right)^2} \text{ (1)}.$$

On voit que, pour une valeur donnée de $\frac{q_0}{q}$, $x$ tend vers zéro, quand la charge croît sans limite. L'équation (12) montre que, en même temps, $\varepsilon$ tend vers zéro.

L'expression (14) devient sensiblement :

$$n_c + n_a = \frac{2\pi}{\mathrm{KRT}} \int_0^{x_1} q^2 dx = -\frac{1}{m\nu_c} \int_{q_0}^{0} dq = \frac{q_0}{m\nu_c},$$

et par suite on a, comme si la charge était superficielle,

$$n_c = \frac{q_0}{m\nu_c}, \qquad n_a = 0.$$

Ces formules ne sont pas rigoureuses, car en profondeur il y a toujours des couches où $\mathrm{U}_c$ et $\mathrm{U}_a$ ne sont pas tels que l'approximation soit permise, mais l'erreur relative tend vers zéro quand la charge croît sans limite.

Ainsi, *lorsque la charge devient très grande, les couches les plus voisines de la surface tendent à devenir prépondérantes.* Ces fortes charges n'existent du reste que dans les cas de la polarisation ou des différences de potentiel au contact.

Les formules doivent être interprétées avec précaution lorsqu'on est amené à considérer des intervalles moindres que les distances moléculaires.

---

(1) Si $\mathrm{U}_a$ était très grand au lieu de $\mathrm{U}_c$, il faudrait remplacer l'indice $c$ par $a$, et changer le signe du deuxième membre dans l'expression de $x$.

**11.** *Corps très pauvre en ions.* — Il faut rechercher vers quelles limites tend la formule quand C tend vers zéro, la charge $q_0$ restant invariable. Comme dans le cas précédent, un des U (par exemple $U_c$), devient très grand. D'après (13), on a sensiblement :

$$\varepsilon = \frac{1}{q_0}\frac{KRT}{4\pi m\nu_c}\left(\log q_0^2 \frac{2\pi\nu_c}{KRT} + \log\frac{1}{C}\right).$$

Ainsi $\varepsilon$ finit par être proportionnel à $\log\frac{1}{C}$ et croît donc sans limite.

La densité $\rho$, là où un des U est grand, ne dépend plus de C [1]. A la surface même, $\rho_0$ vaut $\frac{2\pi m\nu_c}{KRT} q_0^2$, ou $-\frac{2\pi m\nu_a}{KRT} q_0^2$, suivant son signe, ce qui donnerait $9{,}4 \,.\, 10^3$ avec une charge d'une unité et les données précédentes.

Le résultat le plus saillant de notre travail est ce point que, dans les liquides peu ionisés, la charge occupe une épaisseur assez sensible (plusieurs microns pour l'eau pure et davantage pour d'autres liquides). Il en résulte que, si une lame isolante de pouvoir inducteur K′ sépare deux masses liquides, la capacité du condensateur ainsi formé sera diminuée de ce fait, comme si l'épaisseur du diélectrique était augmentée de $2\varepsilon\frac{K'}{K}$. Il est probable que l'expérience serait réalisable avec une lame de mica très mince et un liquide approprié.

---

## NOUVEAUX APPAREILS DE MESURE [2] ;

Par M. le commandant FERRIÉ.

Considérons un phénomène quelconque, électrique ou mécanique par exemple, que l'on fait agir sur deux appareils construits chacun de telle sorte que les variations des éléments du phénomène se tra-

---

(1) Il n'y a pas de contradiction entre ces deux faits. Les couches les plus profondes, bien qu'ayant de faibles charges, sont importantes dans le calcul de $\varepsilon$, à cause du facteur $x$ qui entre dans son expression.

Il faut remarquer aussi que le liquide doit toujours contenir assez d'ions pour subvenir à la charge.

(2) Séance du 18 février 1910.

duisent par des variations du déplacement angulaire d'une aiguille mobile devant un cadran, commun aux deux appareils.

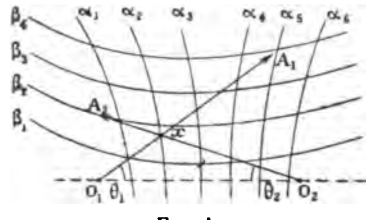



Fig. 1.

Supposons que les déplacements angulaires de $\theta_1$ de l'aiguille $A_1$ (*fig.* 1) du premier appareil soient liés aux éléments variables, $\alpha$ et $\beta$, du phénomène par la relation :

$$\theta_1 = f_1(\alpha, \beta)$$

et que, pour l'aiguille du deuxième appareil, on ait une relation analogue :

$$\theta_2 = f_2(\alpha, \beta).$$

Éliminons $\beta$ entre les deux équations, on a :

$$\alpha = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$

En donnant à $\alpha$ une série de valeurs numériques $\alpha_1$, $\alpha_2$, etc., on a :

$$\alpha_1 = \varphi(\theta_1, \theta_2)$$
$$\alpha_2 = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$
$$\cdots\cdots$$

Ces équations représentent une famille de courbes en coordonnées bipolaires, ayant les centres de rotation $O_1$, $O_2$ des aiguilles comme pôles.

On obtient de même une deuxième famille de courbes en éliminant $\alpha$ :

$$\beta_1 = \psi(\theta_1, \theta_2)$$
$$\beta_2 = \psi(\theta_1, \theta_2).$$

Quand ces deux familles de courbes sont tracées sur le cadran commun aux deux aiguilles, on dispose d'un appareil permettant de mesurer les valeurs $\alpha_x$ $\beta_x$ des éléments variables du phénomène considéré à un instant quelconque. Il suffit d'observer le point de croisement des deux aiguilles et de noter le numéro de la courbe de chacune des deux familles qui passe par ce point.

Ce principe peut recevoir de très nombreuses applications, en électricité par exemple.

COURANT CONTINU. — *Mesure de la résistance et de la puissance en courant continu.* — Si l'un des deux appareils est un ampèremètre, et l'autre wattmètre on peut tracer une première famille de courbes :

$$R_n = \frac{E}{I}$$

et une deuxième famille :

$$W_n = EI.$$

En faisant passer dans l'ampèremètre le courant qui traverse une résistance inconnue $R_x$ et en montant le voltmètre aux bornes de cette résistance, le point de croisement des aiguilles sera situé sur une courbe de chaque famille. Les numéros de ces courbes donneront la valeur de la résistance et de la puissance.

On peut évidemment placer sur l'appareil des shunts et des résistances convenables, de manière à étendre à volonté la « marge » de l'appareil.

COURANT ALTERNATIF. — *Mesure des self-inductions et des capacités pour un courant alternatif de fréquence déterminée.*

On a :

$$L = \frac{E}{\omega I} \quad \text{ou} \quad C = \frac{\omega E}{I}.$$

Il est donc encore possible, au moyen d'appareils thermiques par exemple, un ampèremètre et un voltmètre, de créer un appareil de mesures directes de la self et de la capacité.

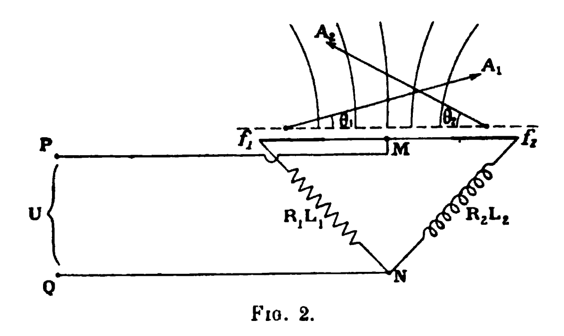



FIG. 2.

On peut également mesurer d'une manière analogue la résistance apparente d'un circuit.

*Mesure de la fréquence en courant alternatif ordinaire.*

Soient P et Q (*fig.* 2) deux points entre lesquels existe une force électromotrice efficace U produite par un courant de pulsation $\omega$. Le point P est relié à l'entrée M de deux fils d'ampèremètres thermiques $f_1$, $f_2$. La sortie de ces fils est réunie au point A à travers deux impédances $R_1L_1$, $R_2L_2$.

Les intensités efficaces dans chacun des fils thermiques sont :

$$I_1 = \frac{U}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

$$I_2 = \frac{U}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}}$$

en éliminant U, on a :

$$\omega = f(I_1, I_2) = f(\theta_1, \theta_2).$$

On peut donc tracer sur le cadran une famille de courbes correspondant à des fréquences $\omega_1$, $\omega_2$, etc., et constituer ainsi un fréquencemètre à lecture directe, indépendant du voltage, dans une certaine mesure.

Dans la pratique, il est bon de choisir $R_1 = 0$ et $L_2 = 0$.

En prenant sur chacune des courbes ci-dessus les points correspondants à un même voltage, on pourra tracer une deuxième famille de courbes permettant la mesure des tensions.

*Mesure de la différence de phase en courant alternatif ordinaire.* — L'un des deux appareils étant un ampèremètre donnant l'intensité efficace et l'autre un ampèremètre spécial mesurant $I \cos \varphi$, le croisement des aiguilles permet la mesure de $\varphi$.

On pourrait également employer 2 wattmètres dont l'un donne la puissance $EI \cos \varphi$ et l'autre $EI \sin \varphi$.

*Mesure de la fréquence en courant triphasé non équilibré.* — Il suffit d'employer la méthode des deux voltmètres et de tracer les courbes correspondant aux diverses puissances.

Courants de haute fréquence. — On peut employer pour les mesures des divers éléments des courants de haute fréquence les mêmes procédés que pour les courants alternatifs ordinaires, en supposant que les voltages et les intensités efficaces des trains d'ondes amorties sont reliés par les mêmes formules que les courants non amortis, ce qui paraît suffisamment exact pour la pratique courante.

Pour les *mesures de fréquence* ou de longueur d'onde, l'appareil

est absolument analogue à celui qui a été décrit plus haut pour les courants alternatifs ordinaires. On constitue ainsi un ondemètre, qui présente sur les autres appareils de même nature l'avantage de permettre la mesure des longueurs d'onde par lecture directe, sans avoir aucun organe à manœuvrer.

Pour les mesures de selfs et de capacité de faibles valeurs, on peut évidemment constituer un appareil spécial à deux branches (comme le précédent) : dans l'une des branches est une résistance ohmique sans self appréciable (fil fin et court), dans l'autre branche est introduite la self ou la capacité à mesurer. En alimentant l'ensemble avec un courant de haute fréquence constante $\omega$, il est possible de construire des courbes correspondant aux diverses valeurs de L et de C. La gamme peut être étendue en variant la résistance de la première branche.

Il est aussi possible d'utiliser un ondemètre du modèle décrit plus haut pour effectuer ces mesures de self ou de capacité. On soumet l'ondemètre à l'action de courants de pulsation $\omega$ qu'on lit sur l'ondemètre en notant les positions exactes des deux aiguilles. On introduit dans l'une des branches la self ou la capacité $x$ à mesurer, et on soumet encore l'appareil à l'action d'ondes de pulsation $\omega$, en ayant soin de régler cette action de manière que l'aiguille qui correspond à la branche non modifiée ait la même déviation qu'auparavant. Les aiguilles se croisent alors sur la courbe correspondant à la pulsation $\omega'$.

Tout se passe donc comme si la self ou la capacité $x$ à mesurer n'existait pas et si la pulsation était $\omega'$.

L'intensité qui traverse cette branche peut donc être mise sous deux formes différentes :

$$I_1 = \sqrt{R^2 + \omega^2(L^2 + x)^2}$$
$$I_1 = \sqrt{R^2 + \omega'^2 L^2}$$

R et L étant connus, $\omega$ et $\omega'$ lus sur l'appareil, il est facile de calculer $x$.

Pour la *mesure des amortissements*, on peut employer le procédé suivant, si l'on admet l'exactitude des formules de Bjerkness.

Des oscillations étant produites dans un circuit, si l'on approche de celui-ci un autre circuit contenant un ampèremètre thermique une self fixe et un condensateur réglable, et qu'on règle ce dernier

de manière que l'ampèremètre donne le maximum de déviation Y, on a :

$$Y = \frac{E^2}{16L^2} \times \frac{1}{\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)},$$

E étant la force électromotrice maximum induite dans le deuxième circuit par le premier, L la self du deuxième circuit, $\alpha_1$, $\alpha_2$ les amortissements des deux circuits.

Disposons un troisième circuit analogue au deuxième, on a de même :

$$Y' = \frac{E'^2}{16L'^2} \times \frac{1}{\alpha_1\alpha_3(\alpha_1 + \alpha_3)}.$$

Réunissons les ampèremètres thermiques des deux circuits de manière à former un appareil à deux aiguilles.

On a :

$$\frac{Y}{Y'} = \left(\frac{E}{E'}\right)^2 \times \left(\frac{L}{L'}\right)^2 \times \frac{\alpha_3(\alpha_1 + \alpha_3)}{\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Il est facile d'obtenir que le rapport $\frac{E}{E'}$ soit constant, en faisant agir le circuit à étudier sur les deux circuits de mesure, au moyen d'un circuit intermédiaire dont la position est invariable par rapport à ces derniers. L et L', $\alpha_2$ et $\alpha_3$ étant supposés connus, on peut faire varier $\alpha_1$ et construire des courbes correspondant à ses diverses valeurs. Pour effectuer ensuite une mesure, il suffit d'approcher l'appareil du circuit à mesurer, de régler les condensateurs réglables de manière que les aiguilles aient leur maximum d'amplitude et de noter la courbe sur laquelle s'effectue leur croisement.

Un procédé analogue permet d'effectuer la mesure des résistances apparentes d'un circuit, d'une antenne par exemple.

M. Carpentier a déjà réalisé d'une manière aussi parfaite qu'on pouvait le désirer trois des appareils qui viennent d'être décrits :

Un fréquencemètre pour courants alternatifs;
Un ondemètre;
Un ohmmètre;

---

## MESURE DE L'INTENSITÉ D'AIMANTATION A SATURATION EN VALEUR ABSOLUE (1);

Par M. Pierre WEISS.

La connaissance de l'intensité d'aimantation à saturation est nécessaire pour la discussion de certaines questions théoriques. Je me suis proposé de la mesurer très exactement à la température ordinaire, pour le fer, le nickel, le cobalt et la magnétite.

La question a été défrichée par Ewing et Low (2), au moyen de leur remarquable méthode de l'isthme. Ils ont exploré l'intervalle des champs compris entre 3 000 et 24 000 gauss et ont trouvé que l'intensité d'aimantation de plusieurs échantillons de fer doux reste sensiblement constante et voisine de 1 700 unités, avec des fluctuations sans allure systématique atteignant 40 unités de part et d'autre de cette valeur. Roessler (3) a fait des expériences beaucoup plus précises, mais dans des champs moins intenses, par la méthode magnétométrique avec des ellipsoïdes allongés. Il remarque que, entre 800 et 1 300 gauss, l'aimantation n'augmente guère que de 0,5 0/0 de sa valeur, et croit pouvoir en conclure que la saturation est atteinte (1 688 unités).

Par contre les expériences de du Bois et Taylor Jones (4) semblent montrer que la saturation correspond à une intensité d'aimantation beaucoup plus élevée, qui serait à peine accessible dans les champs réalisables. Ils trouvent en effet, pour ne citer qu'un exemple, que pour un fer doux l'intensité d'aimantation croît de 1 780 à 1 850 entre 5 000 et 15 000 gauss.

La principale cause d'incertitude des mesures d'induction faites dans l'entrefer d'aimants puissants provient de ce que l'aimantation des pièces polaires n'est pas rigide, comme on l'a souvent supposé implicitement, mais qu'elle est influencée par les déplacements de la substance. J'ai déjà décrit sommairement (5) la méthode nouvelle que j'ai employée ici et qui permet de réduire considérablement ce retentissement sur les pôles de l'aimant et, comme je vais le montrer, de l'enfermer entre des limites étroites et bien connues.

---

(1) Séance du 4 mars 1910.
(2) J.-A. Ewing et W. Low, *Phil. Trans.*, t. CLXXX, A., p. 221; 1889.
(3) Roessler, *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XIV, p. 97, 114, 133, 149, 161; 1893.
(4) H. du Bois et Taylor Jones, *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XVII, p. 543; 1896.
(5) P. Weiss, *C. R.*, t. CXLV, p. 1155; 1907.

La détermination de la loi de l'approche vers la saturation, qui est le complément indispensable de la mesure de l'intensité d'aimantation dans les champs élevés, a été poursuivie en même temps, elle a d'ailleurs par elle-même un certain intérêt.

Avant le présent travail, A. Droz (1) a fait à ma demande, et en partie avec les mêmes appareils, des expériences qui doivent être considérées comme un acheminement vers celles que je donne ici.

Gumlich (2) a fait récemment un grand nombre d'expériences soignées sur les propriétés magnétiques du fer pur et d'un certain nombre de fers industriels. Pour les mesures dans les champs intenses, il se sert d'un isthme notablement perfectionné par rapport à celui des premiers expérimentateurs (longueur 28 millimètres, diamètre 3 millimètres), et sa manière de procéder, par retournement de l'isthme, est à l'abri de l'objection du retentissement sur les pièces polaires. Mais ces expériences, qui ont été faites plutôt en vue d'élucider des questions techniques par l'examen d'un graud nombre d'échantillons que pour déterminer très exactement les lois de la saturation, semblent sujettes à plusieurs autres causes d'erreur qui en limitent la précision. Notamment, l'intensité d'aimantation, quantité presque constante, est déterminée comme différence de deux quantités du même ordre de grandeur et, chacune, fortement variable.

M. Gumlich estime que le fer est aimanté sensiblement à saturation dès 2000 gauss et pousse les expériences jusqu'à 5000 gauss. La valeur la plus élevée de l'intensité d'aimantation qu'il trouve pour le fer le plus pur, contenant en tout 4,5 dix-millièmes d'impuretés, est 1720.

**Principe de la méthode.** — On dispose (*fig.* 1) dans l'axe de l'entrefer d'un électro-aimant puissant un solénoïde S très régulier relié à un galvanomètre balistique étalonné. On observe l'élongation du galvanomètre lorsque l'on retire suivant l'axe du solénoïde un petit ellipsoïde de la substance. Soient :

$\sigma$, l'intensité d'aimantation spécifique (moment magnétique de l'unité de masse) ;

$m$, la masse ;

---

(1) A. Droz, thèse, Zurich, 1909, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, 1910.

(2) Gumlich, *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. XV, p. 597; 1909; et *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XXX, p. 1067-1096 ; 1909.

$\mathcal{G}$, le champ que produirait au centre du solénoïde le courant 1 ;
$\Delta\Phi$, la variation de flux mesurée par le balistique.

On a :

$$\sigma = \frac{\Delta\Phi}{m\mathcal{G}}.$$

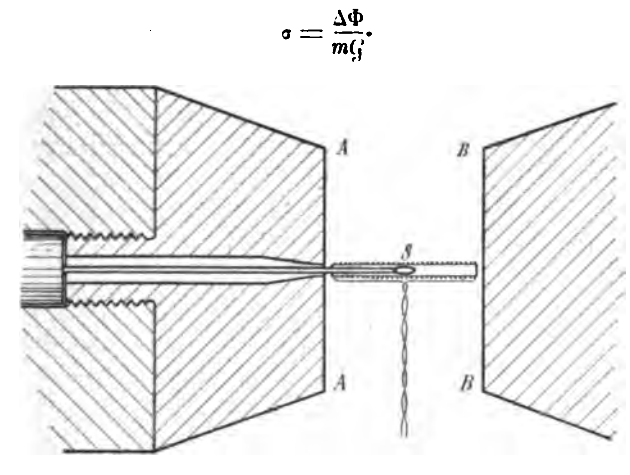



Fig. 1.

Si l'aimantation des pièces polaires était rigide, $\mathcal{G}$ serait égal à $4\pi n \left(1 - \frac{2l^2}{d^2}\right)$, où $d$ est le diamètre, $l$ la longueur du solénoïde et $n$ le nombre de tours par centimètre. Si au contraire les surfaces frontales AA, BB des pôles étaient des plans indéfinis et la matière douée d'une perméabilité infinie, tout se passerait, pour la grandeur du phénomène d'induction, comme si, en retirant l'ellipsoïde, on avait enlevé en même temps deux ellipsoïdes aimantés dans le même sens et placés symétriquement au premier par rapport aux deux plans AA, BB. C'est ce que l'on peut appeler, par analogie avec les images électriques de lord Kelvin, les images magnétiques du premier ellipsoïde dans les deux plans. On voit d'ailleurs qu'il faut ajouter à ces premières images les images par réflexion multiples. Au lieu de cela il revient évidemment au même de considérer la variation de flux produite par l'extraction de l'ellipsoïde à la fois dans le solénoïde et dans ses images par réflexion simple ou multiple (*fig.* 2). En réalité, les surfaces frontales ne sont pas indéfinies et leur perméabilité n'est pas infinie. Mais il est probable qu'elle est encore assez grande, le fer des pièces polaires étant loin d'être saturé. Il faut donc choisir les dimensions du solénoïde et l'écartement des pièces polaires de telle

façon que la valeur de $\sigma$ approchée par excès, dans l'hypothèse de l'aimantation rigide des pôles, soit très voisine de la valeur par défaut calculée avec le secours des images magnétiques. Avec les

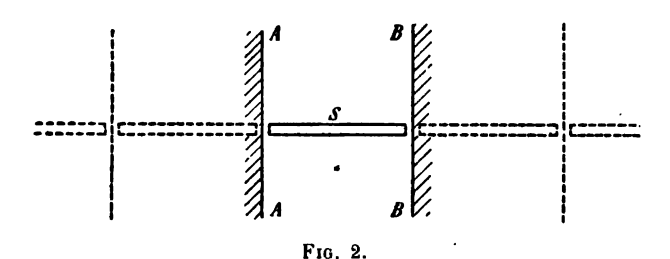



Fig. 2.

dimensions choisies, l'écart était de 2 millièmes de la quantité à mesurer. En prenant la moyenne, on était donc sûr de ne laisser subsister qu'une erreur inférieure à 1 millième.

**Appareils.** — L'*électro-aimant* a été précédemment décrit (1). Ses noyaux ont 15 centimètres de diamètre ; les surfaces frontales, de 10 centimètres de diamètre, sont écartées de $6^{cm},2$. Le nombre d'ampère-tours le plus élevé employé dans ces expériences a été 94 000. Il donne alors un champ de 9 250 gauss. Les champs ont été mesurés en fonction du courant de l'électro-aimant avec le galvanomètre balistique, par comparaison avec un électro-aimant étalon (2).

Le *solénoïde* induit doit être très régulier. Il a été obtenu en enroulant un fil de cuivre de $0^{mm},2$ recouvert de soie dans les filets d'une vis taillée dans un tube de laiton mince. Les 173 tours occupent une longueur de $56^{mm},68$. Le diamètre intérieur du tube est de 4 millimètres.

Le position de chaque spire a été relevée à la machine à diviser. L'exactitude de celle-ci a été contrôlée en pointant les divisions d'un décimètre étalon du Bureau international des poids et mesures. Pour éliminer les erreurs pouvant provenir d'une courbure possible de l'axe du solénoïde, les pointés ont été faits suivant deux génératrices opposées. Ce solénoïde a été divisé en trois parties égales dans chacune desquelles on a déterminé le pas moyen par la règle déduite

(1) P. Weiss, *Bulletin des Séances*, p. 124 ; 1907 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 353 ; 1907.
(2) *Loc. cit.*, p. 364, et *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 433 ; 1907.

de la méthode des moindres carrés. On a trouvé ainsi :

| | Première génératrice | Deuxième génératrice |
|---|---|---|
| Premier tiers.... | $0^{cm}$,033703 | $0^{cm}$,033762 |
| Deuxième tiers... | 0 ,033772 | 0 ,033781 |
| Troisième tiers .. | 0 ,033785 | 0 ,033767 |

La régularité est grande ; mais, si l'on se propose d'éviter les erreurs de l'ordre de grandeur du millième, on ne saurait s'en tenir à une valeur moyenne du pas. On a donc calculé, au moyen de la position individuelle de chaque spire, la valeur que prendrait le champ dans le solénoïde traversé par un courant d'une unité électromagnétique, et cela non seulement pour le centre du solénoïde, mais encore pour les points voisins dans toute l'étendue occupée par l'ellipsoïde.

Abstraction faite de l'influence de la longueur finie du solénoïde, on trouve que la constance du champ est presque parfaite dans toute la région moyenne. Les écarts ne dépassent pas 1/4 000 et sont à peu près égaux et de signe contraire suivant que l'on utilise les pointés sur l'une ou l'autre génératrice. En tenant compte de la longueur finie et de ce que le pas subit une légère variation systématique entre le premier et le troisième tiers, on trouve pour le champ :

$$H = 370{,}94 - 0{,}0674x - 1{,}11x^2,$$

où $x$ représente en centimètres la distance du point considéré sur l'axe au centre du solénoïde. On en déduit par un calcul facile le champ moyen dans un ellipsoïde de demi-grand axe $a$ et de dimensions transversales faibles :

$$H_m = 370{,}88 - 0{,}20a^2.$$

Or $a = 0{,}45$, donc $H_m = 370{,}84$.

De ce que la substance occupe non le centre du solénoïde mais une étendue de 9 millimètres, il ne résulte donc qu'une correction insensible de 1 dix-millième, une petite erreur dans le centrage de l'ellipsoïde ne doit pas davantage avoir un effet appréciable.

Ce champ $H_m$ est précisément la constante G′ du solénoïde supposé fini :

$$G' = 4\pi n\left(1 - \frac{d^2}{2l^2}\right) = 4\pi n\,(1 - 0{,}00367).$$

Pour le solénoïde augmenté de ses images magnétiques, on trouve :

$$G' = 4\pi n\,(1 - 0{,}00168),$$

qui diffèrent de 2 millièmes. La moyenne donne donc

$$G = 371{,}21.$$

Le *galvanomètre* est un Deprez-d'Arsonval d'un modèle très répandu, dont le cadre, notablement plus léger que d'habitude, est suspendu à une lame de bronze phosphoreux longue et mince qui lui donne une durée d'oscillation simple de 4,3 secondes environ. Le fil d'amenée inférieur du courant est une hélice en bronze phosphoreux dont le couple est extrêmement faible. La résistance totale du circuit induit est d'une centaine d'ohms dont la moitié à peu près se partage entre le fil de suspension et l'hélice inférieure du galvanomètre. L'équipage du galvanomètre est largement hyperapériodique, de sorte que la sensibilité a pu être réglée dans de larges limites au moyen de résistances dans un circuit induit. L'emploi du shunt a été évité à cause de l'objection à laquelle il donne lieu relativement à la loi de partage d'un courant instantané, bien que des expériences comparatives aient montré que cette cause d'erreur est certainement très faible. Pour ramener plus rapidement le galvanomètre au zéro quand l'amortissement est fort, j'ai mis dans le circuit une petite bobine dans laquelle on peut déplacer à la main une aiguille aimantée.

Le miroir du galvanomètre a 2 centimètres de diamètre et 4 mètres de rayon. Il donne une image très fine et très nette d'un fil métallique fin sur une échelle transparente Carpentier, en verre, dont la division est très exacte. Dans la plupart des cas, les élongations ont été de l'ordre de grandeur de 200 millimètres. Les lectures successives pour le même phénomène concordaient généralement à 1 dixième de millimètre près, les moyennes de groupes de quatre observations ne différaient en général que de quelques centièmes de millimètre.

L'entrefer du galvanomètre étant très exactement de révolution et le cadre centré aussi exactement que possible, les écarts de la proportionnalité des lectures du galvanomètre $\delta$ aux quantités d'électricité induite $q$ ont été très faibles par suite de la grande distance de l'échelle au miroir. Les déviations ont été trouvées très exactement

égales dans les deux sens. La relation entre $q$ et $\delta$ peut donc être écrite :

$$q = a\delta + b\delta^3 + c\delta^5 + \dots$$

Ce n'est que par des mesures répétées et très précises que l'on a pu mettre en évidence l'existence des termes de degré supérieur au premier. En admettant arbitrairement que toute la non-proportionnalité est due au deuxième terme, on trouve :

$$q = a \left\{ \delta + 0{,}032 \left(\frac{\delta}{100}\right)^3 \right\}.$$

Cette correction, qui ne dépasse pas 1 millième, a été faite. De plus je me suis astreint à étalonner le galvanomètre par une impulsion de grandeur voisine de celle du phénomène à mesurer.

L'*étalonnement du galvanomètre* a été fait au moyen d'une induction mutuelle exactement connue et d'un courant primaire déterminé en valeur absolue. L'induction mutuelle a été obtenue au moyen d'un solénoïde étalon, entouré en son milieu d'un nombre convenable de tours de fil, restant constamment dans le circuit induit.

Après plusieurs essais moins heureux (laiton, serpentine), j'ai employé comme support du solénoïde une colonne de marbre blanc de 1 mètre de longueur et de 10 centimètres environ de diamètre, tournée au diamant noir, et dans laquelle a été tracé avec le même outil un filet hélicoïdal destiné à recevoir l'enroulement formé d'un fil de cuivre nu de $0^{mm},5$. Le pas de l'enroulement a été réalisé avec une grande exactitude. On a relevé à la machine à diviser la position des 272 spires les plus voisines du milieu et on les a partagées en trois groupes pour lesquels on a trouvé, pour la longueur moyenne occupée par 87 spires :

$139^{mm},08$
$139^{mm},07$
$139^{mm},05$

On en déduit pour le pas, dans la région moyenne :

$1^{mm},5985.$

Le diamètre du solénoïde a été mesuré au moyen de deux palmers de précision de Brown et Sharpe, qui ont donné des résultats concordants. Les moyennes des séries de mesures faites au milieu du solénoïde dans deux azimuts rectangulaires ont donné la même

valeur de :

$$98^{mm},624.$$

La bobine est très légèrement conique. A l'une de ses extrémités le diamètre est inférieur de 3 centièmes de millimètre et à l'autre supérieur de 6 centièmes de millimètre à sa valeur au milieu.

Le diamètre du fil est $0^{mm},502$, d'où le diamètre moyen du solénoïde :

$$98,624 - 0,502 = 98^{mm},122.$$

J'ai employé deux bobines induites de 10 tours et de 20 tours dont les diamètres sont :

| | 20 tours | 10 tours |
|---|---|---|
| Diamètre extérieur.... | $118^{mm},46$ | $117^{mm},43$ |
| — intérieur.... | $115^{mm},25$ | $115^{mm},25$ |

La longueur du solénoïde est de $959^{mm},6$. La correction à apporter à la valeur du flux du solénoïde indéfini ne dépasse pas 7,4 millièmes.

Le courant dans ce solénoïde a été de 1 ampère, mesuré à un ampèremètre de précision, sans coefficient de température, de Siemens et Halske. Cet instrument ne sert qu'au repérage du courant qui est en réalité déterminé en mesurant la différence de potentiel, voisine de 1 volt, aux bornes d'une résistance étalon de 1 ohm. La différence de potentiel est donnée par comparaison avec celle d'un élément étalon Weston au moyen d'un potentiomètre Franke, dont l'exactitude propre n'intervient pas, les deux différences de potentiel à comparer étant très voisines. L'élément Weston a été trouvé exactement concordant avec un autre Weston, muni comme le premier et comme l'ohm étalon d'un certificat de l'Institut physico-technique de Charlottenburg. La concordance des étalonnements a montré que le repérage se fait avec une précision voisine du dix-millième.

Le *champ à l'intérieur de la substance* H diffère du champ extérieur $H_e$ de la valeur du champ démagnétisant de l'ellipsoïde :

$$H = H_e - RI,$$

où L est le coefficient démagnétisant de l'ellipsoïde et I l'intensité d'aimantation. L peut être calculé à partir des dimensions de l'ellipsoïde, supposé exactement réalisé. On a en effet :

$$L = 4\pi \frac{1 - e^2}{e^2} \left[ \frac{1}{2e} \, \mathrm{L} \frac{1 + e}{1 - e} - 1 \right],$$

où $e$ est l'excentricité.

Quand la substance a une susceptibilité très grande dans les champs faibles, on peut aussi déterminer L expérimentalement, en remarquant qu'alors l'équation ci-dessus se réduit sensiblement à :

$$H_e = LI.$$

Le calcul de L n'a pas été possible pour la magnétite et pour le fer Kreusler, dont la forme ne rappelait que de loin un ellipsoïde, la détermination expérimentale est en défaut pour les ellipsoïdes de cobalt, à cause de la faible susceptibilité de cette matière. Mais, dans les cas où les deux méthodes ont pu être employées, elles ont donné les résultats :

| | Rapport des axes | L calculé | L observé |
|---|---|---|---|
| Fer Kohlswa. | 0,401 | 1,701 | 1,667 |
| Fer Merck... | 0,394 | 1,669 | 1,617 |
| Nickel....... | 0,404 | 1,715 | 1,815 |

dont la concordance est suffisante eu égard au but poursuivi. Les champs donnés plus loin sont corrigés du champ démagnétisant de l'ellipsoïde.

Le terme de saturation ne prend un sens précis que par la *connaissance de la loi d'approche*. Or l'on peut imaginer plusieurs raisons pour lesquelles dans un champ fini les aimants élémentaires ne s'alignent pas complètement. J'ai examiné précédemment [1] la loi d'approche à laquelle conduit l'hypothèse d'une constitution cristalline, et j'ai trouvé que la distance de la courbe d'aimantation à son asymptote est un infiniment petit du second ordre en $\frac{1}{H}$.

D'autre part, d'après la théorie cinétique du magnétisme étendue aux corps ferromagnétiques par l'hypothèse du champ moléculaire, la saturation absolue, correspondant au parallélisme complet des aimants moléculaires, n'est accessible pour un champ fini qu'à la température du zéro absolu. A toute autre température il se produit une aimantation spontanée moindre qui, une fois surmontés les champs démagnétisants internes d'origine magnéto-cristalline, fournit l'aimantation à saturation, au sens usuel du mot. A partir de cette saturation, il reste une susceptibilité paramagnétique qui, dans un champ indéfiniment croissant, conduirait finalement à la saturation absolue. On se rend compte facilement que, même dans un champ de

[1] *Bull. des Séances*, p. 114 ; 1907 ; — et *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 680 ; 1907.

10 000 gauss, cette susceptibilité paramagnétique ne saurait fournir, pour les ferromagnétiques, à la température ordinaire, qu'une augmentation de l'aimantation de quelques cent-millièmes de sa valeur. Sauf retouche ultérieure de la théorie, il faut donc renoncer à chercher dans ce phénomène une part des variations observées dans les champs élevés.

Enfin, au point de vue de la théorie du champ moléculaire, on doit distinguer l'état des parties profondes d'un corps pour lesquelles la sphère d'action moléculaire est complète de celui des régions dans lesquelles cette sphère d'action est entamée par la surface libre ou par des surfaces de discontinuité intérieure. Ces dernières portions de matière jouent certainement un rôle subordonné par rapport aux premières; mais, si l'on considère la structure microcristalline des métaux et les variations de densité d'un échantillon à l'autre qui montrent combien peu le contact des éléments cristallins est intime, on jugera que les couches superficielles n'ont pas nécessairement un effet négligeable.

Or ces matières à champ moléculaire exceptionnel ont des propriétés différentes de celles de la matière profonde, et il est probable que certaines parties sont dans un état comparable à l'état $\beta$ du fer. S'il en est ainsi, il y aura aussi dans les couches superficielles une portion, probablement très faible, de la substance pour laquelle la température ordinaire est précisément celle de la perte du ferromagnétisme et dont, par conséquent, la susceptibilité est infinie. Il se peut donc que cette matière contribue pour une part appréciable à l'accroissement de l'aimantation dans les champs très intenses, suivant une loi difficile à évaluer *a priori*; mais, à défaut d'hypothèse plus plausible, on peut lui attribuer le phénomène de la loi d'approche hyperbolique trouvé pour toutes les matières, le cobalt excepté.

Les résultats ont été exprimés au moyen de l'intensité d'aimantation spécifique. C'est la donnée immédiate de l'expérience et aussi la plus significative. J'ai ajouté accessoirement, pour faciliter la comparaison avec les données antérieure, l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de volume, qui suppose en outre la connaissance de la densité et dont la signification devient douteuse dès que la matière est suspecte de porosité. C'est pourquoi j'ai remplacé dans quelques cas la densité de l'échantillon étudié par la densité maxima de la même substance.

Pour la représentation graphique des résultats, j'ai porté I en fonction de $\frac{1}{H}$ ou de $\frac{1}{H^2}$. Les écarts à partir des lois d'approches simples sont alors mis en évidence par des déviations de la ligne droite.

En principe il eût été indifférent de faire porter l'examen de la loi d'approche sur le champ lui-même, ou le champ extérieur qui devient infini en même temps que lui et, dans le voisinage de la saturation, en diffère d'une quantité constante égale au champ démagnétisant de l'ellipsoïde. Mais cette différence est étrangère à la question et, pratiquemont, elle n'est pas très petite par rapport au champ ; il est donc naturel de l'éliminer. Mais, même cette précaution prise, ce n'est que la physionomie d'ensemble des expériences qui permet d'estimer si l'on a trouvé la loi d'approche et l'on doit réserver la possibilité d'un démenti donné par de nouvelles expériences dans des champs encore beaucoup plus intenses. C'est avec cette restriction que doivent être prises les affirmations énoncées plus loin.

Remarquons enfin que les lois d'approche que j'ai trouvées sont dans tous les cas d'accord, qualitativement, avec celles de M. Droz (*loc. cit.*), qui a fait un plus grand nombre d'expériences sur cette question, par des procédés un peu différents.

**Résultats.** — *Fers.* — Trois échantillons de fer relativement purs ont été étudiés. Le fer de *Kohlswa* (Suède) est en tiges laminées de 6 millimètres de diamètre ; sa densité a été trouvée égale à 7,8624. Il contient :

$$\begin{aligned} C &= 0{,}09 \ 0/0 \\ P &= 0{,}024 \\ Si &= 0{,}04 \\ Mn &= 0{,}06 \\ S &= 0{,}009 \\ \hline \text{Impureté totale} &= 0{,}223 \ 0/0 \end{aligned}$$

Le deuxième échantillon a été obtenu en fondant au four électrique à résistance, dans une atmosphère d'azote, du fer électrolytique très pur de Merck contenu dans une nacelle de magnésie. On a fait sans résultat, sur 15 grammes de ce fer, qui se sont dissous sans résidu dans l'acide chlorhydrique étendu, les réactions habituelles pour déceler le manganèse, le soufre et la silice. On a pu dans ces deux fers tourner des ellipsoïdes assez exacts.

Le troisième échantillon de fer a été préparé avec un soin extrême

par H. Kreusler (1), qui l'a mis obligeamment à ma disposition. Ce fer était sous forme d'une lame de $0^{mm},13$ d'épaisseur, qui a été enroulée d'abord de manière à faire un cylindre de 9 millimètres de longueur et de $3^{mm},20$ de diamètre. Ce cylindre a été pointé ensuite aux deux bouts de façon à réaliser grossièrement un ellipsoïde. Les masses et dimensions de ces trois échantillons sont :

| | Masses | Grand axe | Petit axe |
|---|---|---|---|
| Fer Kohlswa............... | 0,4925 | 8,950 | 3,585 |
| — électrolytique fondu.... | 0,4675 | 9,000 | 3,541 |
| — Kreusler............... | 0,3467 | 9,00 | 3,20 |

Les résultats sont réunis dans les tableaux suivants et représentés à la *fig.* 3.

| Kohlswa | | Électrolytique fondu | | Kreusler | |
|---|---|---|---|---|---|
| H | σ | H | σ | H | σ |
| 686 gauss | 212,88 | 615 gauss | 212,94 | 1616 gauss | 212,24 |
| 986 | 214,50 | 760 | 213,83 | 1929 | 212,95 |
| 1574 | 215,42 | 1060 | 214,51 | 2523 | 213,70 |
| 2160 | 215,70 | 1655 | 215,00 | 3109 | 213,96 |
| 3078 | 215,96 | 2240 | 215,26 | 4028 | 214,46 / 214,31 |
| 4536 | 216,11 | 3160 | 215,55 | 5484 | 214,59 |
| 6414 | 216,23 | 4620 | 215,72 | | |
| | | 6500 | 215,82 | | |

La *fig.* 3 montre que, pour les deux premiers fers, la loi d'approche est presque identique, le troisième est notablement plus *dur*, magnétiquement.

Les formules suivantes résument ces expériences :

Kohlswa............... $216,5\left(1-\frac{7,9}{H}\right)$ à 19°

Électrolytique fondu.... $216,08\left(1-\frac{7,94}{H}\right)$ à 17°,3

Kreusler............... $215,33\left(1-\frac{19,1}{H}\right)$ à 18°

L'extrapolation consistant à déduire des expériences la valeur pour $H=\infty$ n'ajoute donc, pour les deux premières substances, qu'un millième environ, elle ne donne donc pas lieu à une grande incertitude. Il est assez remarquable que, pour l'intensité d'aimantation à saturation spécifique, ces trois substances se rangent dans

(1) H. Kreusler, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 344; 1908.

l'ordre inverse de leur pureté probable. Des erreurs d'expériences expliquant ces divergences me paraissent devoir être exclues. Il est possible que la densité plus grande qui restreint l'influence des discontinuités internes explique la saturation plus élevée du premier

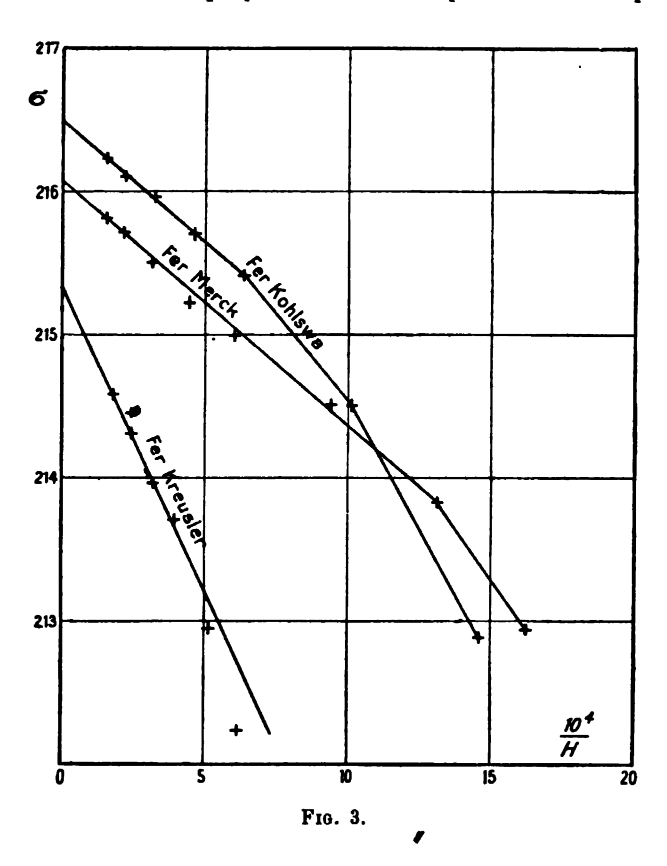



Fig. 3.

fer. Quant au troisième, Gumlich([1]) déjà avait trouvé sur un autre échantillon une valeur anormalement élevée du champ coercitif et en avait conclu à la présence probable de gaz dissous. En résumé, la valeur $\sigma = 217$, augmentée un peu de celle du fer de Kohlswa pour tenir compte des impuretés, est probablement exacte à 0,5 0/0 près. C'est aussi à cette valeur près que l'on peut estimer que l'intensité d'aimantation à saturation d'une substance est une quantité définie.

---

(1) E. Gumlich, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 371 ; 1908.

Avec la densité trouvée pour le fer de Kohlswa, cette valeur donne :

$$I = 1706 \qquad \text{à } 19^{\circ}.$$

*Nickel.* — Le nickel a été, sur demande spéciale, fourni à un très haut degré de pureté par Merck. Reçu sous forme pulvérulente, il a été fondu en lingot dans une nacelle en magnésie, plongée dans un courant d'azote, au moyen du four électrique à résistance, puis tourné sous forme d'ellipsoïde. Cette dernière opération a été très

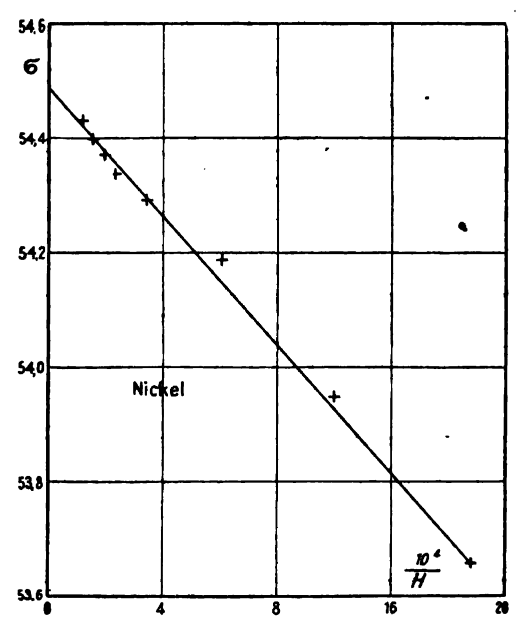



Fig. 4.

délicate à cause de la fragilité due à une structure cristalline très prononcée, accompagnée d'une certaine porosité. La masse de l'ellipsoïde est de $0^{gr},54198$, le grand axe a $9^{mm},018$, le petit axe $3^{mm},638$. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant et représentés dans la *fig.* 4.

NICKEL (18°)

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 676 gauss | 53,65 | 4118 gauss | 54,34 |
| 997 | 53,95 | 5043 | 54,37 |
| 1654 | 54,19 | 6498 | 54,40 |
| 2929 | 54,29 | 8378 | 54,43 |

La *fig.* 4 montre que la loi d'approche est hyperbolique. La formule $\sigma = 54{,}49\left(1 - \frac{9{,}7}{H}\right)$, résume ces expériences.

Une autre détermination à 16°,7 a donné $\sigma = 54{,}72$; elle présente avec la précédente une différence de l'ordre de grandeur de celle que doit donner la variation thermique, plus grande à la température ordinaire pour le nickel que pour le fer.

En adoptant pour la densité 8,79 (Landolt, Tilden), on trouve :

$$I = 479{,}0 \qquad \text{à } 18°.$$

*Cobalt.* — Les trois ellipsoïdes de cobalt ont été obtenus comme l'ellipsoïde de nickel, à partir de cobalt extrêmement pur préparé spécialement pour cette expérience par Merck et fondu au four à résistance dans une atmosphère d'azote. Comme le nickel, le cobalt n'a été à haute température en contact avec aucun autre solide que la nacelle en magnésie. Les lingots de cobalt n'avaient pas la porosité du nickel et se travaillaient très bien au tour, à peu près comme un acier à outils non trempé. Les deux premiers ellipsoïdes avaient déjà servi à des expériences sur la variation de l'intensité d'aimantation avec la température et avaient, de ce fait, séjourné pendant plusieurs heures à des températures comprises entre 1 100° et 1 200°. Pendant ces experiences les ellipsoïdes avaient été protégés du contact de l'enveloppe (stéatite ou platine) par une couche de magnésie calcinée. Après chaque nouveau chauffage, j'avais remarqué un *durcissement magnétique* de la substance qui, par exemple, ne prenait plus, après la série des expériences à haute température, que 92 0/0 de l'intensité d'aimantation primitive dans un champ de 18 000 gauss.

Le cobalt 1 (*fig.* 5), qui, après le durcissement à haute température, avait subi un repos de deux mois à la température ordinaire, a été recuit pendant sept heures à 500° (*fig.* 5), et il est revenu ainsi à un état plus doux. L'implusion du balistique, pour un champ extérieur de 9 250 gauss (champ intérieur voisin de 7 000 gauss) a passé

de 165 millimètres à 170mm,94. Après un nouveau recuit à 400°, de une heure et demie, on a trouvé 171 millimètres, donc aucun changement. Un chauffage à 600° a produit un nouveau durcissement, en ramenant l'impulsion à 165mm,8 ; qu'un nouveau recuit de dix-sept heures à 500° n'a pu faire disparaître, la matière donnant finalement une impulsion de 167 millimètres. Il semble donc que si l'on peut ramener la matière à l'état doux, cela ne peut être que par

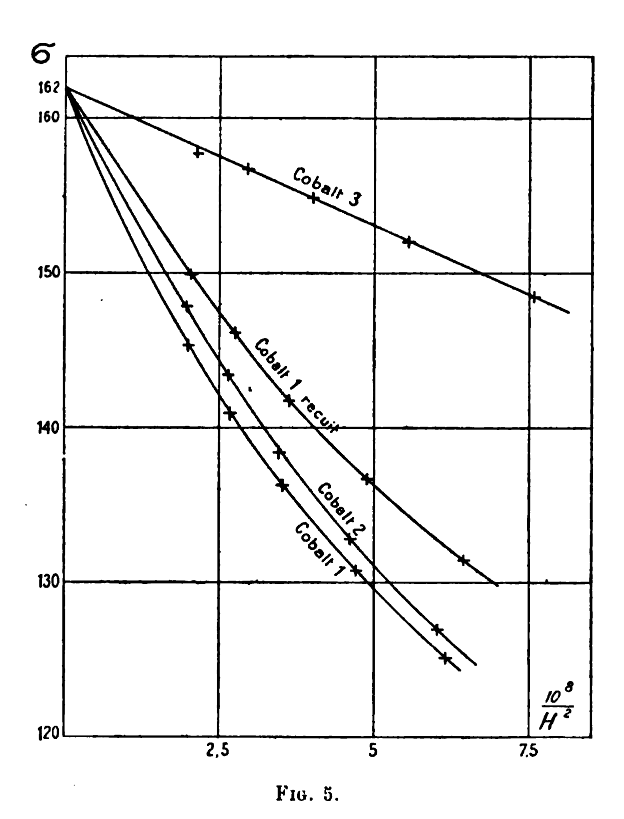



FIG. 5.

des recuits très prolongés à des températures inférieures à 500°. Le résultat est donc médiocre; tous les recuits essayés n'ont même pas réussi à rendre au cobalt un état aussi doux que celui qu'il garde après la fusion.

Les résultats sur ces trois échantillons de cobalt sont contenus dans les tableaux suivants.

| | Masse | Grand axe | Petit axe |
|---|---|---|---|
| Cobalt 1......... | 0,3769 | 7,925 | 3,261 |
| — 2......... | 0,4121 | 8,405 | 3,269 |
| — 3......... | 0,4462 | 8,215 | 3,440 |

COBALT 1 RELATIVEMENT DUR

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 208 | 28,8 | 4610 | 130,7 |
| 370 | 39,0 | 3320 | 136,3 |
| 3240 | 116,3 | 6110 | 140,9 |
| 4030 | 125,2 | 7070 | 145,3 |

COBALT 1 RECUIT PENDANT 7 HEURES A 500°

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 3940 | 131,4 | 6030 | 146,2 |
| 4520 | 136,7 | 7000 | 149,9 |
| 5240 | 141,8 | | |

COBALT 2 RELATIVEMENT DUR

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 120 | 14,9 | 3470 | 117,5 |
| 260 | 28,1 | 4270 | 127,0 |
| 450 | 39,0 | 4850 | 132,8 |
| 600 | 46,5 | 5560 | 138,4 |
| 1040 | 63,7 | 6360 | 143,4 |
| 1510 | 78,5 | 7340 | 147,8 |
| 2490 | 101,4 | | |

COBALT APRÈS FUSION, RELATIVEMENT DOUX (17°)

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 85 | 35,2 | 4240 | 152,0 |
| 170 | 51,2 | 5000 | 154,8 |
| 40 | 115,1 | 5815 | 156,7 |
| 2330 | 135,1 | 6830 | 157,7 |
| 3633 | 148,5 | | |

Ces expériences ont été représentées dans la *fig.* 5, dans laquelle on a porté en abscisses les valeurs de $\frac{1}{H^2}$ et en ordonnées celles de $\sigma$. Pour le cobalt doux seulement, les champs ont été suffisants pour mettre en évidence une loi d'approche bien déterminée. La distance à l'asymptote de saturation est proportionnelle à $\frac{1}{H^2}$.

On trouve graphiquement $\sigma_\infty = 162$ à 17° avec une incertitude de 1 0/0 et même peut-être davantage à cause de l'importance de l'ex-

trapolation. Quant aux trois courbes se rapportant à des cobalts relativement durs, leur allure semble indiquer que, suivant toute vraisemblance, elles convergent vers la même valeur de $\sigma_\infty$. C'est précisément ce à quoi l'on s'attend si l'on attribue ces modifications assez profondes de l'état magnétique à des anisotropies variables s'opposant plus ou moins à l'orientation de l'aimantation dans la direction du champ. On déduit du graphique, pour l'intensité d'aimantation spécifique du cobalt doux dans les champs élevés :

$$\sigma = 162\left(1 - 1{,}11\,\frac{10^6}{H^2}\right) \qquad \text{à } 17^\circ,$$

et pour l'intensité d'aimantation à saturation rapportée à l'unité de volume, en multipliant par la densité 8,712 (Landolt, Tilden) :

$$I = 1412 \qquad \text{à } 17^\circ.$$

*Magnétite.* — L'intensité d'aimantation de la magnétite dans les champs élevés a été déterminée à plusieurs reprises. M. du Bois ([1]) trouve pour l'intensité à saturation d'une magnétite cristallisée, par la méthode magnéto-optique, $I = 350$. J'ai trouvé précédemment ([2]) 435 pour un cristal de magnétite de Brozzo et 469 pour un cristal du Tyrol. M. V. Quittner ([3]), dans une nouvelle étude détaillée de l'aimantation de la magnétite cristallisée, a constaté la grande diversité des échantillons en mesurant leur densité : il a trouvé 5,08 ; 5,19 ; 5,11 ; 5,252. Ce dernier nombre se rapporte à un cristal remarquablement homogène qui a donné $I = 480$ dans un champ de 1 200 gauss. Aucune de ces mesures ne prétend à une très grande précision.

Mais la diversité des propriétés des cristaux montre qu'il est nécessaire de préparer artificiellement de la magnétite pure. On l'obtient en calcinant au chalumeau oxhydrique le sesquioxyde $Fe^2O^3$. Cet oxyde lui-même est préparé à partir de l'oxalate et est très pur (Merck). La magnétite fond à une température inférieure à celle de la fusion du platine. Mais le dégagement de gaz continue encore au-dessus de la température de fusion et pour être sûr de chasser tout l'oxygène en excès, il est bon de porter la matière à une température très élevée.

---

(1) H. du Bois, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 36 ; 1890 ; — *Phil. Mag.*, 5e série, t. XXIX, p. 262, 301 ; 1890.
(2) P. Weiss, thèse, Paris, 1896, et *Éclairage électrique*, VII.
(3) V. Quittner, thèse, Zurich, 1908, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, XXVI, p. 358, 455, 585 ; 1908.

Je me suis servi d'une nacelle en iridium, en lui donnant une forme elliptique et en la remplissant de manière que la ménisque de magnétite soit suffisamment convexe, on obtient directement par fusion un ellipsoïde approché. Je donne ici le résultat des expériences faites sur deux matières, la magnétite 1, dans laquelle il restait sans doute de l'oxygène en excès, et la magnétite 2 pour laquelle cette cause d'erreur a été évitée :

MAGNÉTITE 1 (19°) (impure)

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 3020 | 79,97 | 5130 | 80,43 |
| 4210 | 80,32 | 6590 | 80,57 |

MAGNÉTITE 2 (16°) (pure)

| H | σ | H | σ |
|---|---|---|---|
| 1770 | 89,77 | 5810 | 90,43 |
| 3120 | 90,20 | 6610 | 90,49 |
| 4230 | 90,27 | 7460 | 90,52 |
| 5150 | 90,34 | 8490 | 90,49 |

MASSE

| | |
|---|---|
| Magnétite 1.................... | 0,19708 |
| — 2.................... | 0,17977 |



FIG. 6.

Les expériences sur la magnétite 2 sont représentées dans la *fig.* 6. La loi d'approche est hyperbolique, pour les deux échantillons, pour lesquels l'aimantation spécifique dans les champs élevés

peut être représentée par :

$$\sigma = 81{,}06\left(1 - \frac{39}{H}\right) \text{ à } 19^\circ \text{ (magnétite impure)},$$

$$\sigma = 90{,}72\left(1 - \frac{19}{H}\right) \text{ à } 16^\circ{,}2 \text{ (magnétite pure)}.$$

La valeur de l'intensité d'aimantation à saturation en volume est donc, en adoptant la densité 5,232, la plus élevée de Quittner se rapportant sans doute à un cristal sensiblement dépourvu de porosité :

$$I_\infty = 476{,}5 \quad \text{à } 16^\circ{,}2.$$

Le tableau suivant résume les *résultats* de ce travail :

| | $t$ | $\sigma_\infty$ | $I_\infty$ |
|---|---|---|---|
| Fer................ | 19° | 217 | 1706 |
| Nickel............. | 18° | 54,5 | 479,0 |
| Cobalt............. | 17° | 162 | 1412 |
| Magnétite.......... | 16°,2 | 90,72 | 476,5 |

La distance entre la courbe et l'asymptote de saturation obéit à une loi variable suivant les substances. Pour le cobalt, elle est un infinement petit du second ordre en $\frac{1}{H}$ conformément à la théorie reposant sur l'anisotropie des éléments de structure. La dureté magnétique exceptionnelle du cobalt, la grande variabilité de cette dureté avec l'histoire antérieure de l'échantillon, l'apparition, dans certaines expériences de déviation, de couples inexpliqués par ailleurs, qui suggèrent aussi une forte anisotropie des cristaux élémentaires, viennent à l'appui de cette interprétation.

Pour toutes les autres substances, la distance entre la courbe et l'asymptote est un infiniment petit du premier ordre en $\frac{1}{H}$. Il y a donc une autre cause qui empêche la complète saturation et sur laquelle l'effet de l'anisotropie ne prédomine qu'exceptionnellement. On peut la chercher dans les propriétés spéciales des couches superficielles.

Indépendamment de toute interprétation, la technique employée dans ce travail permet de poursuivre l'étude expérimentale des deux constantes $\sigma_\infty$ et $a$, de la formule donnant l'intensité spécifique dans les champs élevés :

$$\sigma = \sigma_\infty\left(1 - \frac{a}{H}\right).$$

Les expériences sur des divers fers ont déjà montré que $\sigma_\infty$ varie très peu pour un même corps pur. Il serait intéressant d'étudier cette constance approximative sur un plus grand nombre d'échantillons et de séparer ce qu'elle peut contenir de l'influence d'impuretés de celle de l'état physique et notamment de la densité.

La deuxième constante $a$ est beaucoup plus variable d'un échantillon à l'autre. Elle représente ce que l'on peut appeler la dureté magnétique dans les champs intenses. Une étude expérimentale étendue de cette quantité permettrait peut-être de pénétrer dans le mécanisme encore obscur de la loi d'approche.

Enfin on peut remarquer que dans les deux cas où les mesures ont été faites sur plusieurs échantillons de la même matière (fer, magnétite), à une diminution de $\sigma_\infty$ correspond une augmentation de $a$. Si cette relation était générale, elle serait manifestement favorable à l'hypothèse qui attribue l'écart de la saturation à la matière des couches superficielles et des surfaces de discontinuité entre les éléments de structure.

---

## SPECTROPHOTOMÈTRE A ABSORPTION (1) ;

Par M. Ch. FÉRY.

### I.

On peut se proposer deux buts bien distincts en spectrophotométrie :

1° Par la comparaison des radiations élémentaires d'une lampe à celle correspondante d'un étalon connu, arriver à déterminer la composition numérique du flux complexe donné par la lampe étudiée, en prenant comme unité chacune des radiations élémentaires de l'étalon ;

2° Déterminer, pour un milieu absorbant, la valeur numérique du coefficient d'absorption, et cela pour les radiations comprises dans le spectre lumineux.

Ce dernier problème semble actuellement le plus important, et des

(1) Séance du 4 mars 1910.

modèles variés de spectrophotomètres ont été combinés dans ce but.

Ces appareils consistent tous en un spectroscope auquel est adjoint une partie photométrique permettant d'amener à égalité d'éclairement les plages des deux spectres qui occupent le champ de la lunette d'observation.

Dans la plupart des cas, on a recours dans ce but à l'emploi de la polarisation, la loi étant $I_\lambda = K \sin^2 \alpha$, où $\alpha$ est l'angle des sections principales du polariseur et de l'analyseur.

Plus rarement on limite la section du flux lumineux pénétrant dans l'œil, soit en agissant sur la fente (Vierordt)(1) ou sur des lentilles munies de diaphragmes mobiles et de surfaces mesurables (d'Arsonval).

Les spectrophotomètres à polarisation sont pour la plupart compliqués et conduisent à une loi d'un usage incommode. Quant à ceux basés sur l'emploi d'un œil-de-chat, il est toujours à craindre que l'anneau oculaire (qui est variable comme dimension par suite de la manœuvre de l'œil-de-chat), ne reste pas inscrit dans la pupille. Ce n'est évidemment que lorsque cette condition est réalisée qu'on peut admettre que les éclairements rétiniens sont réellement proportionnels aux surfaces des diaphragmes mobiles.

## II.

J'ai pensé que l'emploi du phénomène d'absorption, tout en conduisant à des dispositifs plus simples et moins coûteux que ceux

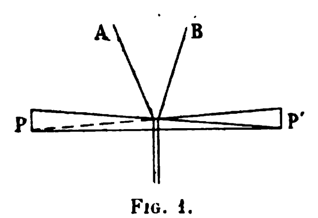



Fig. 1.

basés sur la polarisation, donnerait aussi une loi simple aux appareils, et en tous cas, fixerait à une valeur invariable la dimension

(1) Ce procédé est incorrect, car il compromet la pureté du spectre.

de l'anneau oculaire, image donnée par l'oculaire de l'objectif de la lunette d'observation.

Imaginons en effet que, devant la fente d'un spectroscope, soient placés deux prismes P et P' en verre fumé dont les arêtes sont opposées (*fig.* 1).

Ces prismes agiront à la fois en absorbant le rayon émis de A et de B, et en les déviant ; il sera facile de trouver deux positions des luminaires pour lesquelles les anneaux oculaires seront confondus.

Au moment de l'égalité, on aura évidemment :

$$I = I_A e^{-kx} = I_B e^{-kx'}$$

d'où

$$\log I_A - kx = \text{tang}\, I_B - kx'$$

$$\log \frac{I_A}{I_B} = k(x - x').$$

La valeur K sera déterminée une fois pour toutes et les épaisseurs traversées $x$ et $x'$ seront connues par le déplacement $\delta$ qu'il aura fallu donner aux prismes (1).

Dans le cas de la mesure de l'absorption des solides ou des solutions, on se servira de deux lampes A et B identiques.

Sans interposition de la substance inconnue, on aura, au moment de l'égalité.

$$I = I_A e^{-kx} = I_B e^{-kx} \qquad \text{soit} \qquad x = x',$$

car

$$I_A = I_B.$$

Soit $y$ l'épaisseur de substance introduite et Q son coefficient d'absorption ; on aura au moment de l'équilibre :

$$I_1 = I_A e^{-kx'} = I_A e^{-Qy} e^{kx''}$$

$$kx' = Qy + kx''$$

$$Qy = k(x'' - x')$$

d'où

$$Q = k\,\frac{x'' - x'}{y}.$$

La valeur de K se mesurera très facilement avec une lame d'épaisseur connue taillée dans la *même* substance que les prismes.

Dans le cas de la mesure du coefficient d'absorption des solutions, qui est le plus important, comme nous le disions en débutant, il est facile d'éclairer les deux prismes absorbants placés devant la fente du spectroscope, par une seule source lumineuse.

(1) On fabrique maintenant du verre dont le coefficient d'absorption est constant à 3 0/0 près pour toutes les radiations du spectre visible.

Pour cela, disposons devant l'appareil une lentille (*fig.* 2) donnant sur la fente l'image de la source S ; il est facile de trouver la distance des ouvertures O et O′ percées dans un écran disposé devant la lentille, pour laquelle les rayons qui convergent sur la fente sont ramenés au parallélisme après passage dans les prismes absorbants P et P′.

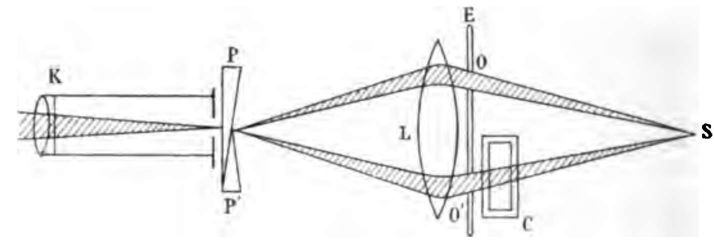



Fig. 2.

La cuve C renfermant le liquide absorbant est disposée devant une des ouvertures de l'écran E.

En réalité il pénètre dans le spectroscope quatre faisceaux : pour deux d'entre eux la déviation marginale de la lentille est annulée par celle des prismes ; ce sont ces faisceaux qui servent à la mesure ; pour les deux autres, les déviations de la lentille et celles dues aux prismes s'ajoutent. Il suffit de donner aux prismes P et P′ des angles suffisants pour que ces faisceaux parasites soient arrêtés par un diaphragme placé dans le collimateur et n'atteignent pas la lentille de ce dernier.

Dans le spectrophotomètre réalisé sur ce principe, la tangente de l'angle de déviation des prismes a été trouvée égale à 0,0655 ; en disposant l'écran à une distance de 400 millimètres, les deux ouvertures O et O′ doivent donc se trouver à 26 millimètres l'un de l'autre.

J'ai pu, par ce dispositif déceler 5 milligrammes de fer par litre, au moyen de la coloration rouge donnée par le sulfocyanure. La cuve d'avait que 2 centimètres d'épaisseur.

La facilité de réglage et d'emploi du spectrophotomètre à absorption, jointe à sa proportionnalité, que j'ai vérifiée dans de grandes limites avec des solutions d'aniline, lui permettront de rendre quelques services en analyse quantitative.

---

## SUR LA BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE DES LIQUIDES PURS. COMPARAISON AVEC LE PHÉNOMÈNE ÉLECTRO-OPTIQUE DE KERR [1];

Par MM. A. COTTON et H. MOUTON.

---

Nous nous proposons, dans ce travail, de résumer des recherches que nous poursuivons depuis trois ans sur une propriété nouvelle dont nous avons reconnu l'existence dans les liquides aromatiques purs. Dans un précédent mémoire [2], nous avions étudié les propriétés optiques que présentent dans le champ magnétique certains liquides colloïdaux et, d'une façon plus générale, un grand nombre de liqueurs hétérogènes. Une des propriétés que nous avions étudiées était la biréfringence présentée par ces liqueurs, lorsqu'on les place dans un champ magnétique et qu'on les observe normalement aux lignes de force, et une de nos conclusions était que, dans tous les cas, cette biréfringence était attribuable aux particules en suspension dans tous les liquides étudiés.

Les expériences dont il va être question maintenant se rapportent au contraire à des liquides pour lesquels la biréfringence magnétique que nous avons constatée ne peut être attribuée à des particules étrangères.

Nous expliquons dans notre mémoire plus étendu comment l'hypothèse de particules ultramicroscopiques en suspension dans la nitrobenzine, qui nous paraissait rendre compte de certaines propriétés électro-optiques singulières que présente ce liquide, a été le point de départ du travail actuel. Nous avons été bientôt conduits à rejeter cette hypothèse et à reconnaître qu'il s'agissait d'une propriété commune à un grand nombre de liquides organiques purs, et dont l'existence paraît liée à certains caractères de la molécule chimique.

**Recherches antérieures.** — Au début de notre travail sur les propriétés magnéto-optiques des colloïdes, nous avions rappelé que la

---

(1) *Société de Physique*, séances du 17 novembre 1907 (fasc. 4, p. 67) et du 3 juin 1910. — Ce travail est le résumé d'un mémoire plus étendu paru dans les *Annales de Chimie et de Physique*, t. XIX, février 1910, p. 153, et t. XX, juin 1910, p. 194.

(2) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, t. XI, juin et juillet 1907, pp. 145 et 289.

biréfringence magnétique avait été recherchée expérimentalement avant même la découverte de Zeeman et tout d'abord par Faraday. Indépendamment de toute idée théorique précise, on était autorisé, en effet, à rechercher un semblable phénomène par les conditions de symétrie du champ magnétique; cette symétrie étant la même que celle d'un cylindre tournant (Curie), il est possible que, dans un faisceau lumineux dirigé normalement au champ, les vibrations parallèles aux lignes de force et les vibrations perpendiculaires se propagent avec des vitesses différentes. Le rapprochement avec le phénomène électro-optique de Kerr contribuait aussi à susciter de semblables tentatives. Elles n'avaient donné que des résultats négatifs, ce qui n'est pas dû seulement soit à la faiblesse des champs utilisés [1], soit à l'imperfection des mesures optiques, mais aussi au choix des substances étudiées.

La biréfringence magnétique des vapeurs présentant le phénomène de Zeeman a été signalée pour la première fois, comme on le sait, par Voigt [2] qui, avec Wiechert, a prouvé son existence dans les flammes colorées par le sodium. L'un de nous, sans avoir connaissance des travaux de Voigt, était arrivé presque en même temps, et par un procédé d'ailleurs différent, à la même constatation [3].

Voigt avait été conduit à rechercher cette biréfringence magnétique des vapeurs par une théorie qui lui faisait apparaître cette propriété comme appartenant d'une façon générale à tous les milieux placés dans le champ magnétique. Il attachait à son existence

---

(1) C'est ainsi que Brace (*Phil. Mag.*, t. LXIV, 1897, p. 42), qui a inutilement recherché la différence des deux indices principaux de la solution d'iodomercurate de potassium dans un champ de 2600 unités seulement, a dû conclure que cette différence est inférieure, si elle existe, à $2,8 . 10^{-7}$. Cette limite supérieure est bien au-dessus de la différence des deux indices de la nitrobenzine elle-même dans un champ aussi faible. C'est également dans des champs trop faibles que l'un de nous avait recherché en 1894 la biréfringence magnétique du chlorure ferrique dissous dans l'eau et dans l'alcool méthylique.

(2) W. Voigt, *Göttingen Nachrichten*, Heft 4, pp. 329 et 355, séance du 26 novembre 1898; *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 345.

(3) A. Cotton (*Comptes rendus*, t. CXXVII, 25 décembre 1898, pp. 953 et 1256) avait observé antérieurement que si l'on place dans le champ magnétique entre deux nicols croisés à 45° des lignes de force, une flamme colorée par le sodium et qu'on le fasse traverser par un faisceau intense de lumière blanche, l'extinction est détruite lorsque le champ est établi. Cette expérience avait été suggérée par une expérience analogue de Righi faite parallèlement au champ. Les recherches ultérieures sur la composition spectrale de la lumière rétablie lui avaient montré que, dans cette expérience, la flamme ne se comportait pas seulement comme un milieu dichroïque, mais aussi comme un milieu biréfringent (*Comptes rendus*, t. CXXVIII, 30 janvier 1899, p. 294).

une très grande importance théorique. Elle permet de choisir notamment entre deux types d'équations, qui tous deux rendaient compte de la polarisation rotatoire magnétique ([1]). Mais en fait, avant nos propres expériences, l'existence de cette biréfringence n'avait été constatée que dans les vapeurs présentant le phénomène de Zeeman (expériences de Zeeman et de Geest) et dans les cristaux des terres rares étudiés par Jean Becquerel, c'est-à-dire qu'elle n'avait jamais apparu qu'au voisinage des raies ou de bandes d'absorption étroites. Non seulement les expériences de Brace, mais celles de Voigt lui-même sur le flint dense, celles de de Metz ([2]) sur diverses dissolutions, sur la colophane fondue, l'eau, le sulfure de carbone, plusieurs autres liquides diamagnétiques, l'air liquide, avaient encore donné des résultats négatifs.

Nous verrons que l'idée théorique qui nous a guidés dans ces recherches (hypothèse de l'orientation moléculaire) est tout à fait différente de celle de Voigt ; mais nous pensons qu'il est préférable d'indiquer d'abord les résultats de nos expériences, sans comparer pour le moment les diverses explications que l'on peut proposer. Nous examinerons successivement : 1° dans quels liquides on trouve la biréfringence magnétique et comment elle varie avec le champ ; 2° comment elle varie avec la longueur d'onde ; 3° comment elle varie avec la température.

Dans chaque cas, nous avons été conduits à étudier sur un même corps à la fois la biréfringence magnétique et la biréfringence électrostatique (phénomène de Kerr).

### I. — PROCÉDÉ D'ÉTUDES. — VARIATIONS DE LA BIRÉFRINGENCE MAGNÉTIQUE AVEC LE CHAMP.

**Méthode optique employée.** — La méthode optique qui nous a servi dans toutes nos recherches aussi bien sur les colloïdes que sur les

---

(1) Voir Voigt, *Magneto und Elektrooptik*, p. 36. Goldhammer (*Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 700), dans un mémoire où il cherchait à expliquer à la fois le phénomène de Zeeman et celui de Faraday, a envisagé de son côté l'hypothèse d'après laquelle la résistance électrique d'un milieu aimanté ne serait pas la même parallèlement et perpendiculairement au champ, ce qui entraînerait l'existence de la biréfringence magnétique. Il rappelait qu'il avait déjà émis cette hypothèse en 1887, et que Kundt avait recherché sans succès le phénomène en question sur des lames minces de fer électrolytique.

(2) Voir de Metz, *La double réfraction accidentelle dans les liquides* (*Collection Scientia*). Paris, Gauthier-Villars, 1905, p. 43.

liquides aromatiques purs est celle qui a été indiquée, en 1889, dans les *Annales de la Faculté des sciences de Toulouse*, par Chauvin, et qui a été retrouvée depuis par d'autres physiciens qui ne connaissaient pas ce travail.

Nous rappellerons le principe de cette méthode : pour cela nous supposerons qu'on ait à étudier une biréfringence non compliquée de dichroïsme, c'est-à-dire qu'entre les deux composantes OH, OV (*fig.* 1) d'une vibration incidente OA, le milieu établisse une certaine

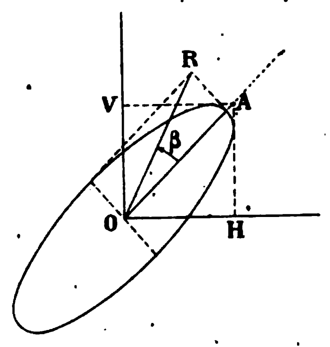



Fig. 1.

différence de marche sans changer le rapport des amplitudes. Si la vibration incidente est orientée à 45° des directions principales du milieu biréfringent (dans l'espèce ce seront la direction des lignes de force et la direction perpendiculaire), la vibration sortant du milieu est une vibration elliptique dont les axes sont précisément à 45° des lignes de force, comme l'indique la figure. L'étude de cette vibration elliptique se trouve alors simplifiée par le fait que l'on connaît la direction de ses axes : il suffira de faire traverser au rayon polarisé elliptiquement une lame quart d'onde dont les lignes neutres coïncident avec la direction de ses axes (l'une d'elles par conséquent sera dirigée suivant la vibration incidente) pour que la polarisation rectiligne soit rétablie, la vibration rétablie OR étant l'une des diagonales du rectangle circonscrit à l'ellipse. Cette vibration a tourné d'un angle β par rapport à la vibration primitive OA dans un sens ou dans l'autre, suivant le signe de la biréfringence.

Le problème de l'analyse de la lumière polarisée elliptiquement se trouve ainsi, dans le cas particulier dont il s'agit, ramené au problème de la polarimétrie, c'est-à-dire de la détermination de l'azimut

d'une vibration rectiligne. Il est évident que les deux problèmes sont, en effet, connexes, que l'emploi d'un quart d'onde permet de passer du premier au second ou inversement [1]. On peut par exemple expliquer le principe de la méthode employée ici en remarquant que le quart d'onde transforme les deux vibrations OH, OV en deux vibrations circulaires inverses d'égale amplitude, et que l'on mesure par les méthodes polarimétriques ordinaires la différence de phase entre ces deux vibrations circulaires.

On reconnaît aussitôt le signe de la biréfringence qui correspond à une rotation $\beta$ de sens déterminé en plaçant sur le trajet des rayons une lame mince biréfringente de signe connu, une lame de verre comprimé par exemple, qui se comporte comme un uniaxe négatif (où les vibrations parallèles aux lignes de pression se propagent plus vite que les vibrations perpendiculaires). Quant à la grandeur de la biréfringence, on la déduit de l'angle $\beta$ mesuré par les relations :

$$\Delta = \frac{\lambda\beta}{\pi}, \qquad n_e - n_o = \frac{\lambda}{e} \cdot \frac{\beta}{\pi},$$

où $\Delta$ est la différence de marche entre les deux composantes, $\lambda$ la longueur d'onde, $e$ l'épaisseur du liquide, $n_e, n_o$ les indices correspondant respectivement aux directions privilégiées OH, OV. Si la biréfringence est positive, $n_e$ est plus grand que $n_o$.

Pour appliquer cette méthode de Chauvin, il faut un faisceau monochromatique intense : nous nous sommes servis dans presque toutes nos recherches d'un arc au mercure : c'était un arc du modèle que M. Dufour a présenté en 1901 à la Société française de Physique et qui diffère du modèle primitif de Fabry et Perot, parce qu'on recueille la lumière envoyée par le haut, et parce que le tube central

---

[1] Si l'on dispose d'un appareil très sensible pour mettre en évidence de faibles biréfringences, on pourra inversement s'en servir avec un quart d'onde pour mesurer de faibles pouvoirs rotatoires. Cette méthode avait été employée par l'un de nous dans des recherches sur le dichroïsme circulaire. Il serait par exemple possible, en utilisant la méthode de Brace, qui permet de mettre en évidence des vibrations elliptiques très aplaties, de mettre aussi en évidence de très faibles pouvoirs rotatoires. On pourra alors, même pour rechercher l'*existence* du pouvoir rotatoire, se servir d'un faisceau intense de lumière blanche. Pour *mesurer* ces très faibles rotations, il suffira de faire tourner le polariseur comme dans le travail cité plus haut, en employant de la lumière monochromatique si la dispersion rotatoire est sensible ; on pourrait aussi, ce qui revient au même, faire tourner l'ensemble de la lame quart d'onde, de la lame de Brace et du nicol analyseur.

est en une matière réfractaire, telle que de la silice fondue. Cet appareil est alors très robuste, et permet d'utiliser, par exemple, des courants de 6 ampères. Les rayons rabattus horizontalement (par un prisme à réflexion totale ou par un miroir) sont rendus à peu près parallèles par un condenseur, puis traversent les cuves servant à séparer diverses raies du mercure (1) et enfin un polariseur orienté à 45° des lignes de force (2) placé en avant de l'électro-aimant.

Le quart d'onde placé après l'électroaimant doit avoir été vérifié et choisi pour la lumière employée. Nous renverrons pour cette étude (qui peut être faite par exemple avec un compensateur de Babinet) à un travail détaillé (3), où l'on justifie également la formule donnant la légère correction à apporter aux mesures faites avec une lame qui n'est pas rigoureusement quart d'onde (4). Ce quart d'onde est disposé normalement au faisceau, en utilisant pour cela le faisceau réfléchi. On règle le parallélisme d'une de ses lignes neutres avec la section principale du polariseur en faisant tourner le quart d'onde dans son plan jusqu'à ce que l'égalité des plages obtenue préalablement avec l'analyseur à pénombres soit rétablie. Le quart d'onde est muni d'une monture à charnière permettant de l'enlever au besoin et de le remettre ensuite exactement en place en le rabattant sur le trajet du faisceau.

L'analyseur à pénombres a été le plus souvent formé d'une lame demi-onde (ou plutôt 3/2 onde) de quartz, fixée sur un analyseur

(1) Pour la radiation jaune ($\lambda_{moyen} = 5779$) qui a servi le plus souvent, on emploie, comme on sait, une cuve d'éosine; dans les mesures très précises, il faut de plus supprimer les rayons rouges qui ne sont pas tout à fait absents de la lumière de l'arc. Pour isoler la raie verte ($\lambda = 5461$), nous nous sommes servis d'une cuve renfermant une solution d'un sel de néodyme suivie d'un verre vert; pour la radiation indigo ($\lambda = 4358$), d'une cuve de bisulfate de quinine suivie d'une cuve d'eau céleste.

(2) Pour réaliser cette condition, dans le cas où les lignes de force sont horizontales, on peut placer d'abord le polariseur avec sa section principale verticale et le tourner ensuite de 45°. Pour mettre la section verticale ou horizontale, on se sert, s'il s'agit d'un nicol ordinaire, du faisceau réfléchi, ou bien on place dans l'électroaimant un liquide possédant une très forte biréfringence magnétique, tel qu'une solution de fer Bravais, et on oriente l'appareil de telle manière que l'analyseur à pénombres ne montre aucune biréfringence.

(3) *Étude et emploi des micas quart d'onde et des appareils à pénombres pour diverses radiations monochromatiques* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XX, p. 275, juin 1910).

(4) Si la différence de phase que la lame introduit n'est pas $\frac{\pi}{2}$, mais $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$, l'angle $\beta'$ qu'on mesure est plus petit que l'angle $\beta$ que donnerait un quart d'onde exact. On a, en effet :

$$\tang 2\beta' = \tang 2\beta . \cos \varepsilon.$$

et tournant avec lui. Pour d'autres couleurs, nous nous sommes servis aussi quelquefois d'un polariseur de Lippich retourné et quelquefois aussi du dispositif indiqué par Poynting et employé par Lord Rayleigh (lame de verre dans un liquide actif).

Le plus souvent l'analyseur et le polariseur étaient formés tous deux par des prismes de Glazebrook (construits par Jobin), bien préférables, comme on le sait, aux nicols, car ils permettent d'éteindre complètement un faisceau de lumière intense. Un viseur permet d'observer à travers l'analyseur les plages de l'appareil à pénombres et une lunette auxiliaire avec une petite lampe à incandescence permet de lire à l'estime les quarts de minute.

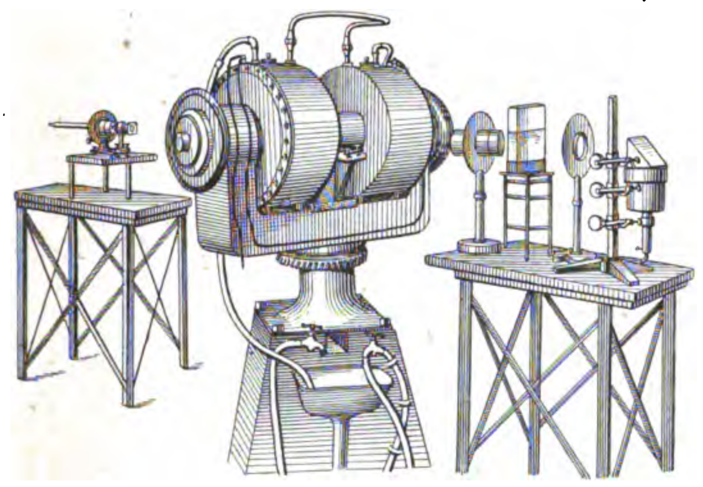


Fig. 2.

L'ensemble de l'appareil est représenté par la *fig.* 2. Nous renverrons à notre mémoire détaillé pour les indications relatives à l'emploi de l'appareil, et pour les précautions qu'il faut prendre pour rendre les mesures précises. Lorsque les plages de l'analyseur à pénombres ont un bon aspect, que la ligne de séparation est fine, les angles $\beta$ peuvent être en général déterminés à une demi-minute près, ce qui correspond à un retard de 1/20000 de longueur d'onde. Or nous verrons que, dans certains cas, les angles $\beta$ ont atteint 5 à 6°. La sensibilité de la méthode optique était donc suffisante. La méthode de Brace est plus sensible encore quand on l'emploie, comme le font Skinner et Mc Comb, avec un faisceau monochromatique très intense

emprunté à un spectre continu, mais on ne peut comparer les deux méthodes qu'en supposant qu'elles sont utilisées avec la même source de lumière. Nous reviendrons ultérieurement sur cette comparaison des deux méthodes.

**Electroaimant et cuves pour l'examen des liquides.** — Nous nous sommes servis successivement de plusieurs électroaimants : nous

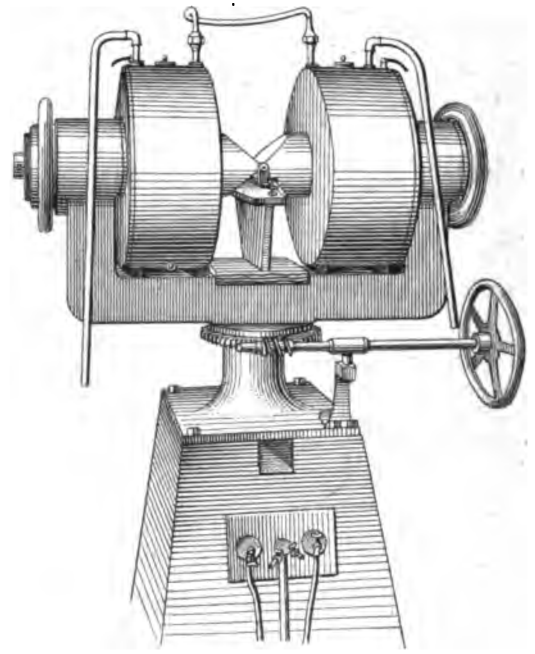
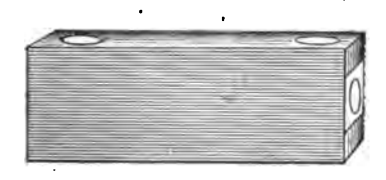


Fig. 3.

employions au début un petit électroaimant Weiss (noyaux de 7 centimètres de diamètre). Nous utilisons maintenant avec un grand avantage le gros électroaimant Weiss construit par Oerlikon et représenté sur la *fig.* 3 (1). Les noyaux de cet instrument ont $17^{cm},5$ de diamètre. Les pièces polaires en coin qui sont représentées sur la figure sont terminées par des facettes verticales de 1 centimètre de hauteur entre lesquelles est placé le tube polarimétrique.

(1) Pour la description d'un instrument analogue, voir Weiss, *Bulletin des séances*, année 1907, p. 124, et *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, 1907, p. 353.

Nous nous sommes servis aussi d'autres pièces polaires ; celles qui permettent de mesurer les biréfringences les plus grandes, dans le cas où le liquide à étudier n'absorbe pas la lumière, sont celles pour lesquelles l'intégrale $\int H^2 dl$, prise suivant une longueur $l$ dirigée suivant le rayon et étendue aux limites du tube à expériences, est la plus grande possible. La largeur de l'entrefer doit toujours être assez grande pour qu'on puisse employer des tubes polarimétriques qui ne soient pas trop étroits : on sait en effet que la sensibilité des méthodes polarimétriques dépend de l'intensité lumineuse dont on dispose, de sorte que si l'on diaphragme de plus en plus le faisceau, les mesures deviennent de plus en plus difficiles, et qu'on ne gagne rien



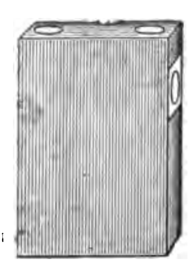


Fig. 4.

à augmenter la grandeur du phénomène étudié, d'autant plus qu'avec des tubes étroits on a plus de peine à éviter toute trace de lumière parasite. Dans les conditions où nous opérions, la partie la plus étroite du faisceau était un cercle dont le diamètre n'a guère été réduit au-dessous de 4 à 5 millimètres : c'était le cas lorsqu'on employait des cuves de faible longueur comme celles qui sont représentées par la *fig.* 4 (cuves forées dans de petits blocs de verre ou de laiton et fermées par de petits couvre-objets collés à la gomme arabique) et qui ont servi dans des champs intenses. Le plus souvent nous utilisions des tubes plus larges (diamètre 7 à 9 millimètres, longueur 15-23-33 centimètres), en verre ou en laiton, fermés par des couvre-objets ronds que des bonnettes à vis permettaient d'appliquer, sans employer de colle, sur les extrémités dressées des tubes. La *fig.* 5 donne une idée de ces tubes ; sur la *fig.* 2, on voit qu'ils étaient posés sur un support à vis calantes qui permettait, après les avoir enlevés et après en avoir changé le liquide,

de les remettre exactement à la même place. On peut ainsi faire des

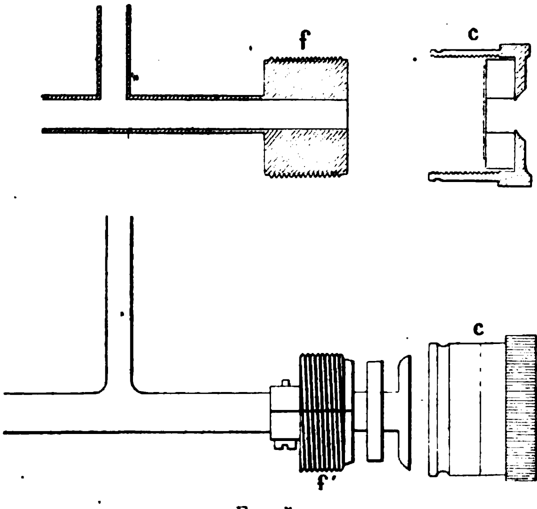



Fig. 5.

mesures relatives correctes, bien que les extrémités de semblables tubes soient dans la partie non uniforme du champ magnétique.

**Mesures sur la nitrobenzine.** — Dès nos premiers essais sur la nitrobenzine, faits en utilisant un champ qui ne dépassait pas 12000 unités, nous avons constaté l'existence d'une biréfringence magnétique bien nette, le liquide placé dans le champ magnétique se comportant comme une lame très mince d'un cristal positif comme le quartz, taillé parallèlement à l'axe, et dont l'axe serait parallèle aux lignes de force.

Les mesures de cette biréfringence sont devenues plus précises lorsque nous avons employé des champs de l'ordre de 19000 gauss. C'est ainsi que, pour une épaisseur de liquide de 42 millimètres, à la température de 22°, le champ étant voisin de 18500 gauss, l'angle $\beta$ mesuré atteint 36 minutes pour la lumière jaune de l'arc au mercure [1].

Ce qui nous avait fait faire nos premiers essais sur la nitrobenzine, c'est, comme nous l'avons dit déjà, que nous avions été amenés

(1) *Comptes rendus*, t. CXLV, juillet 1907, p. 229.

à penser que ce liquide renfermait peut-être des particules en suspension. Mais nous avons retrouvé les mêmes valeurs, aux erreurs d'expérience près, pour plusieurs échantillons de provenance différente. La filtration, même à travers une bougie Chamberland à pores fins (marque B), ne change pas cette biréfringence; enfin, on retrouve encore la même valeur, quand la température reste la même, en agitant la nitrobenzine avec du noir d'ivoire et filtrant, ce qui la décolore légèrement; de même encore, lorsqu'on la laisse quelque temps en contact avec de la chaux vive en agitant de temps en temps et filtrant ensuite, opération qui lui enlève une partie de l'humidité que la benzine retient toujours (1).

Toutes ces manipulations auraient sans doute modifié le nombre des particules ultramicroscopiques, si c'était à de semblables particules, trop petites pour être vues à l'ultramicroscope, qu'il fallait attribuer les propriétés magnéto-optiques observées. Nous avons été ainsi conduits à abandonner notre idée première et à attribuer ces propriétés au liquide pur lui-même, hypothèse qui s'est bientôt trouvée confirmée par les recherches ultérieures.

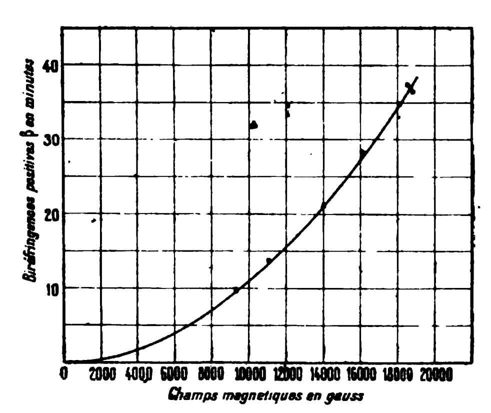



FIG. 6.

*Variations de la biréfringence avec le champ.* — Cette étude a d'abord été faite en utilisant le petit électro-aimant Weiss, muni de pièces tronconiques et une épaisseur de liquide de 42 millimètres seulement. Les champs magnétiques ont été mesurés en valeur abso-

(1) Cf. BECKMANN et LOCKEMANN, *Zeitsch. f. physik. Chem.*, t. LX, 1907, p. 387.

lue pour diverses valeurs du courant magnétisant à l'aide de la balance (1). Les valeurs des angles β correspondant aux diverses valeurs du champ, mesurées à des températures qui n'ont pas été rigoureusement constantes, mais qui ne se sont guère écartées de 24°, nous ont donné la courbe représentée par la *fig.* 6. Cette courbe est une parabole ; on le voit facilement en construisant la courbe de

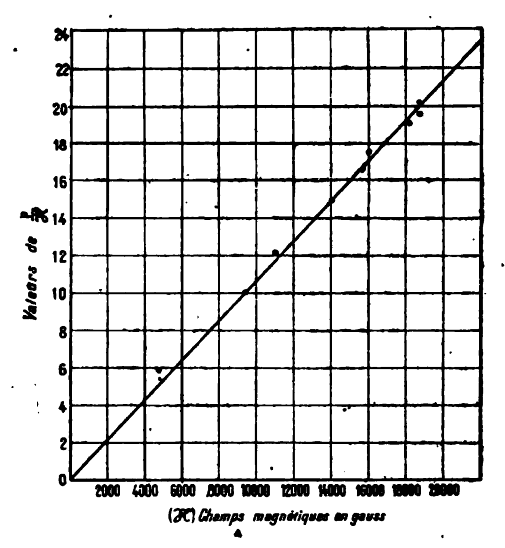



Fig. 7.

la *fig.* 7, où l'on a porté en abscisses les valeurs du champ et en ordonnées les valeurs de $\frac{\beta}{H}$. Cette nouvelle courbe est une droite aux erreurs des mesures près. Ces erreurs tiennent surtout à l'influence des variations de température. L'appareil qui nous servait alors ne permettait pas de tenir compte avec précision de cette influence, parce qu'au cours des mesures les pièces polaires et la cuve elle-même s'échauffaient toujours peu à peu et qu'il aurait fallu mesurer la température de la petite masse de nitrobenzine contenue dans le tube.

Dès nos premières mesures, nous avions vérifié que les angles β variaient proportionnellement à l'épaisseur du liquide quand le

(1) Pour le modèle de balance qui nous a servi, voir Cotton et Weiss, *Bulletin des séances* année 1907, p. 140, et *J. de Phys.*, t. VI, 1907, p. 429.

champ est uniforme. L'angle $\beta$ est relié, d'autre part, à la différence de marche évaluée en longueur d'onde $\frac{\delta}{\lambda}$ par la relation :

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\beta}{\pi}.$$

On peut donc poser

$$\frac{\delta}{\lambda} = CeH^2 \tag{1}$$

où H est le champ, $e$ l'épaisseur évaluée en centimètres et C une constante (pour une longueur d'onde et une température données) qui correspond à la constante de Kerr dans le cas du phénomène électro-optique.

Nos expériences ultérieures faites à Zurich avec la collaboration de M. Weiss [1] nous ont permis de mesurer la biréfringence dans des champs dépassant 30 000 unités, et nous permettent de donner dès à présent une valeur approximative, que nous préciserons plus tard, de la valeur de C relative à la nitrobenzine. Une petite cuve de $20^{mm},3$ d'épaisseur a été placée successivement dans un champ de 31 570 gauss et dans un champ de 21 900. Ces champs ont été mesurés par M. Weiss, qui a collaboré à toutes nos expériences faites à Zurich. Il se servait pour cela d'une bobine exploratrice reliée à un galvanomètre balistique, l'étalonnage de ce système ayant été fait au moyen de la balance. Nous avons ainsi obtenu les résultats suivants qui se rapportent à une température voisine de 19°.

| | | | |
|---|---|---|---|
| Champ.......... | 31 570 | $\beta = 53{,}5$ min., | $\frac{\beta}{H^2} = 5{,}37$ |
| Champ.......... | 21 900 | $\beta = 25{,}5$ min., | $\frac{\beta}{H^2} = 5{,}32$ |

On voit que la biréfringence de la nitrobenzine continue à croître proportionnellement au carré du champ, même pour des valeurs élevées de celui-ci.

Au contraire, les liqueurs mixtes et les colloïdes ne suivent, comme on sait, la loi de proportionnalité au carré du champ que dans des champs faibles. Nous rappellerons que nous avions trouvé, en étudiant la biréfringence négative d'un colloïde ferrique avec le même

---

(1) *Comptes rendus*, t. CXLV, 1907, p. 870.

électro-aimant, que la loi de Majorana est nettement en défaut pour des champs dépassant une vingtaine de mille unités et que cet écart s'accentue dans des champs plus intenses (1).

Chaudier a également observé une saturation dans des champs plus faibles en étudiant des liqueurs mixtes renfermant, il est vrai, des particules beaucoup plus grosses que les colloïdes. Pour la nitrobenzine, au contraire, aucun désaccord systématique avec la loi n'apparaît, même dans des champs dépassant 30 000 unités.

Si, d'après la valeur 53,5 minutes, obtenue dans le champ de 31 570 gauss, on calcule la valeur de la constante C de la formule (1), on trouve qu'on a

$$C = 2,45 \cdot 10^{-12} \ (\lambda = 578, t = 19^\circ).$$

Nous adopterons provisoirement cette valeur que nous préciserons plus tard. Il faudrait apporter à ce résultat une légère correction due au quart d'onde, et surtout les angles mesurés avec cette faible épaisseur sont trop petits.

Calculons dans ce champ de 31 570 unités la différence des indices des vibrations parallèles et perpendiculaires au champ ; nous avons

$$n_e - n_o = \frac{\lambda}{e}\frac{\beta}{\pi} = 1,4 \cdot 10^{-7}.$$

Cette différence n'est guère supérieure à un dix-millionième. Il ne faut pas être surpris de sa petitesse : les mesures de biréfringence ou de pouvoir rotatoire constituent, comme on sait, un procédé interférentiel de très grande sensibilité. Il suffit de remarquer que cette différence est exactement la même que celle qui existe entre les indices *droit* et *gauche* d'un liquide dont le pouvoir rotatoire serait de 9° pour un tube de 20 centimètres de long.

Si l'on prend des épaisseurs de liquide plus grandes, les angles β prennent rapidement des valeurs suffisantes pour que cette biréfringence magnétique puisse être mise en évidence par les moyens les plus grossiers, par exemple par observation directe entre les nicols croisés d'une source constituée par le filament d'une lampe à incandescence. Avec un tube de 319 millimètres de long placé entre les longues pièces polaires de l'électroaimant de Zurich, l'angle β

(1) *Ann. de Phys. et de Chimie*, t. XI, 1907, p. 178.

(lumière jaune, température 15°) était de 319 minutes. On peut alors montrer par projection que l'extinction d'un faisceau intense de lumière blanche est détruite quand on établit le champ magnétique.

Dans ces conditions, on voit que la différence de marche est d'environ $\frac{1}{30}$ de longueur d'onde. On peut la mesurer également au moyen du compensateur de Babinet. Cette valeur montre qu'on pourrait, si l'on disposait de moyens encore un peu plus puissants, aborder la question des retards absolus des deux vibrations principales par les méthodes interférentielles directes. Il s'agirait de savoir si les deux vibrations principales sont modifiées dans leur propagation ou si l'une d'elles seulement a sa vitesse modifiée ; dans le dernier cas, on pourrait espérer constater un déplacement égal à $\frac{1}{30}$ de frange, dans les conditions de l'expérience précédente. L'expérience ne paraît pas impossible, mais très difficile. Il paraît préférable d'attendre, pour chercher à la faire, de voir si on ne pourrait pas augmenter le champ, et aussi si d'autres corps ne sont pas plus actifs que la nitrobenzine et ne pourraient pas être employés avec avantage.

Une autre question qui se pose à propos des biréfringences accidentelles et qui paraît plus difficile encore à résoudre est de savoir si la biréfringence suit instantanément les variations du champ. Les expériences sur la nitrobenzine n'indiquent aucun retard ni résidu appréciable [1], mais on ne peut pas, semble-t-il, faire varier un champ magnétique obtenu avec un appareil contenant du fer assez vite pour répondre à la question posée.

**Recherches sur d'autres corps.** — Nous avons recherché tout d'abord si des corps ayant le même noyau moléculaire que la nitrobenzine possédaient la même propriété. Nous l'avons retrouvée tout d'abord dans la *benzine*, qui est environ quatre fois moins *active* que la nitrobenzine ; on peut cependant mesurer les angles β corres-

[1] Avec la disposition donnée à notre électroaimant, qui est mis en court-circuit avant que l'on coupe le courant (dispositif indiqué par Foucault pour supprimer l'arc de rupture), les phénomènes d'induction se prolongeant quelques instants au moment de la rupture aussi bien qu'au moment de la fermeture, le champ ne disparaît pas instantanément, et il en est de même de la biréfringence.

pondants avec une précision voisine du centième en employant des tubes longs. La comparaison de l'angle β avec celui qui est relatif à la nitrobenzine mise dans le même tube à la même place dispense de l'étude du champ qui n'est plus alors uniforme, et permet de voir si la biréfringence varie ici encore proportionnellement au carré du champ.

La benzine étant un corps qu'on peut préparer dans un état de pureté assez grand, il était tout indiqué d'étudier diverses benzines dites *pures* de provenance différente. Voici des résultats obtenus à Zurich, où l'on a placé les trois échantillons suivants dans un tube de 319 millimètres de long, le courant et par suite le champ étant presque rigoureusement les mêmes dans les trois cas :

| | Température | Valeur de la biréfringence β en minutes |
|---|---|---|
| Benzine pure de Kahlbaum........... | 18°,3 | 86 |
| — pure de l'acide benzoïque..... | 18 ,5 | 86,5 |
| — sans thiophène de Poulenc.... | 18 ,8 | 86,25 |

Les différences sont de l'ordre des erreurs d'expériences, et la température, comme on le voit, n'est pas restée tout à fait invariable.

Ces mesures conduisent à rejeter ici encore l'hypothèse de particules accidentelles. C'est bien une propriété spécifique du corps lui-même qu'on étudie. La benzine ne renferme d'ailleurs aucune particule ultramicroscopique visible, bien qu'elle aussi diffuse de la lumière lorsqu'on l'éclaire par un faisceau concentré de lumière solaire.

La comparaison des angles β mesurés pour deux valeurs du courant magnétisant, d'abord sur la nitrobenzine, puis sur l'un des échantillons de benzine précédents, montre que la biréfringence de la benzine suit, elle aussi, la loi de proportionnalité au carré du champ.

La valeur trouvée pour la benzine pure de Kahlbaum (température 18°,3) étant comparée à celle de la nitrobenzine (température 15°), on voit que le rapport des deux biréfringences est égal à 0,227. Nous étudions plus loin la loi de variation de la biréfringence de la nitrobenzine avec la température. En utilisant cette étude pour corriger le résultat précédent, on trouve que le rapport de la biréfringence de la benzine à celle de la nitrobenzine, les deux corps étant pris à 18°,3, est 0,233.

Si l'on examine maintenant différents dérivés substitués de la ben-

zine, on trouve qu'ils sont, eux aussi, biréfringents dans le champ magnétique. Il en est de même si l'on passe alors à divers corps qui contiennent le noyau benzénique. Même résultat encore quand il s'agit de composés liquides dont la molécule renferme plusieurs noyaux benzéniques ou des noyaux analogues avec doubles liaisons ; c'est ainsi que la naphtaline monobromée est à peu près aussi active que la nitrobenzine, et que la pyridine ou le furfurol deviennent aussi nettement biréfringents.

Le tableau suivant renferme pour quelques-uns des corps étudiés le résultat des mesures ; les corps pour lesquels le rapport à la nitrobenzine est indiqué sont les seuls que nous ayons étudiés dans des champs intenses et pour lesquels le nombre déterminé a déjà une valeur assez approchée. Ces nombres sont déduits de la comparaison des biréfringences mesurées avec celles qui figurent en tête du tableau pour la nitrobenzine, chaque tube d'expériences ayant toujours été employé dans des conditions de champ presque invariables. Pour les corps qui n'ont été observés qu'avec le petit électroaimant, nous indiquons seulement, entre parenthèses, le nombre brut observé pour donner une idée de l'ordre de grandeur du phénomène. Ces nombres se rapportent à une épaisseur constante de liquide (tube A, 42 millimètres) ; ils ont été déterminés, comme le montre le tableau, dans des conditions dans lesquelles la nitrobenzine donnait une biréfringence d'environ 30 minutes. On pourra en déduire si l'on veut une estimation assez grossière des rapports de la biréfringence des corps correspondants à celle de la nitrobenzine, rapports que nous espérons déterminer plus tard dans de meilleures conditions : ceux dont nous indiquons la valeur avec trois chiffres ne nous paraissent guère exacts qu'à environ 2 0/0.

Nous devons remercier vivement plusieurs chimistes qui ont bien voulu mettre à notre disposition des corps qu'ils avaient préparés ou purifiés. C'est ainsi que, dans le tableau suivant, les corps marqués (P) nous ont été envoyés par M. Pascal, qui avait mesuré leurs propriétés magnétiques. Le phénylbutadiène ainsi que plusieurs corps inactifs nous ont été envoyés par MM. Lemoult et Busignies [1].

[1] Pour voir si un corps est ou non biréfringent, il suffit d'en avoir quelques gouttes pour remplir la petite cuve, mais, pour faire une mesure un peu soignée, environ 8 centimètres cubes de liquide sont nécessaires.

| Liquides | Conditions de l'expérience | Biréfringence β mesurée en minutes | Température | Rapport à la biréfringence de la nitrobenzine à la même température |
|---|---|---|---|---|
| Nitrobenzine | » | » | » | » |
| Tube de 42mm | A | (+ 30) | 24° | » |
| — 319mm | B | + 379 | 15 | » |
| — 326mm | C | 306 | 16,8 | » |
| — 20mm,3 | D | 58 | 15? | » |
| — 232mm | E | 296,5 | 13 | » |
| Benzine (K) | B | + 86 | 18,3 | + 0,233 |
| — monochlorée | B | 105 | 20 | 0,288 |
| — monobromée | B | 97 | 15,7 | 0,257 |
| — monoiodée | A | (10) | 22,5 | » |
| Cyanure de phényle (P) | E | 116 | 14 | 0,395 |
| Aniline | A | (5,5) | 21,5 | » |
| Toluène | C | 74 | 17,5 | 0,245 |
| Orthonitrotoluène | A | (17,5) | 16,5 | » |
| Métanitrotoluène | A | (23,5) | 22 | » |
| Chlorure de benzoyle | A | (16) | 22,3 | » |
| Cyanure de benzyle (P) | E | 66 | 14,2 | 0,225 |
| Acétate de benzyle | A | (10) | ? | » |
| Orthoxylène | B | 106,25 | 14 | 0,278 |
| Métaxylène | B | 94,5 | 16,2 | 0,250 |
| Métaxylène mononitré | A | (21) | 15,2 | » |
| Paraxylène mononitré | A | (21) | ? | » |
| Cumène | A | (10) | 20 | » |
| Cinnamate d'éthyle | A | (18) | 17 | » |
| Benzoate d'amyle | A | (8) | 19,7 | » |
| Phénylbutadiène | E | 187 | 15,4 | 0,64 |
| Carvacrol (P) | E | 45 | 13 | 0,151 |
| Salol surfondu | » | » | 16 | 0,62 |
| Naphtaline monobromée α | B | 369 | 17 | 0,99 |
| Naphtaline monochlorée | D | 63 | 15? | 1,08 |
| Bétol surfondu | » | » | 18 | 1,6 |
| Indène (P) | E | 131 | 13,8 | 0,446 |
| Quinoléine (P) | E | 242,5 | 14,9 | 0,830 |
| Pyridine | A | (8) | 18,5 | » |
| Thiophène (P) | E | 46 | 14,8 | 0,156 |
| Furfurol | A | (13,5) | 17 | » |
| Sulfure de carbone | B | — 74 | 15,5 | — 0,196 |

Outre les liquides qui figurent dans ce tableau, nous en avons examiné quelques autres renfermant aussi des noyaux benzéniques, en particulier des corps solides dissous. Nous ne donnerons pas dans ce travail les résultats obtenus, car cette étude doit être faite d'une manière systématique avec le gros électroaimant dont nous disposons. Le seul résultat qu'il importe de retenir actuellement est d'ordre

purement qualitatif : *Tous les composés liquides appartenant à la série aromatique possèdent la biréfringence magnétique, et cette biréfringence a toujours été trouvée positive.*

*Au contraire, aucun des liquides de la série grasse* que nous avons étudiés *ne nous a donné dans les mêmes conditions de biréfringence sensible* (1). En voici la liste : hexane, octane, éther de pétrole, amylène; chloroforme, tétrachlorure de carbone, dibromure d'éthylène, monobromure d'allyle ; alcools éthylique, isobutylique, amylique ; glycérine ; acétone ; éther sulfurique ; sirop de sucre ; acide oléique ; acétate d'amyle, tartrate d'éthyle. Plusieurs de ces corps ont été examinés seulement dans le petit électroaimant dans un champ de 16 200 unités et sous une épaisseur de 42 millimètres.

Dans un travail important sur lequel nous aurons à revenir, Skinner (2) a étudié récemment différents liquides au point de vue de la biréfringence magnétique. Parmi les huit liquides pour lesquels il a constaté le phénomène, il y en a deux que nous n'avions pas examinés : ce sont la diméthylaniline et la diéthylaniline. Ils appartiennent aussi à la série aromatique (3).

La biréfringence magnétique ne paraît pas ainsi une propriété de tous les corps organiques, mais de classes entières de corps dont la molécule présente des caractères particuliers de structure (4).

Nous avons étudié aussi certains liquides minéraux. Le seul avec

---

(1) Nous avons cru d'abord observer une biréfringence dans le cas du chloroforme : elle était due à ce que le produit étudié renfermait des particules solides ; cette biréfringence accompagnée de dichroïsme, qui ne disparaissait pas aussitôt après la suppression du courant, s'effaçait lorsqu'on laissait reposer le liquide ou simplement quand on le filtrait sur papier. Nous signalerons que l'*acétylacétone* dont nous avons examiné deux échantillons nous montrait également une biréfringence très faible (rapport à la nitrobenzine = 0,04) accompagnée d'un dichroïsme plus faible encore. Le produit examiné dans le grand tube de verre C était légèrement jaunâtre; il n'était peut-être pas pur, et l'étude de ce corps serait à reprendre.

(2) Skinner, *Physical Rev.*, t. XXVIII, p. 228, 1909 (résumé); t. XXIX, p. 54, décembre 1909 (travail détaillé).

(3) Nous donnons dans notre travail détaillé la comparaison avec les nôtres des valeurs *relatives* trouvées par Skinner pour la longueur d'onde 5 800 voisine de celle de la radiation jaune du mercure : cette comparaison montre que les corps se rangent dans le même ordre et que les rapports ne diffèrent pas beaucoup. Les valeurs *absolues* de la constante C pour la nitrobenzine diffèrent sensiblement. La connaissance de cette constante suppose, il est vrai, que le champ est mesuré avec précision ; nous espérons pouvoir prochainement revenir sur cette question.

(4) Les composés cycliques sans double liaison ne possèdent pas la biréfringence magnétique : nous avons étudié à ce point de vue le cyclohexane et le cyclohexanone, le premier dans le champ du gros électroaimant; ils ne donnent pas trace de biréfringence.

lequel nous avons trouvé une biréfringence est le sulfure de carbone. Il nous donne toujours une biréfringence magnétique négative (c'est-à-dire de signe opposé à celle de tous les composés aromatiques) que la filtration sur une bougie serrée ou une distillation ne paraissent pas modifier. Cette biréfringence varie, elle aussi, proportionnellement au carré du champ. Le nombre indiqué dans le tableau précédent montre qu'elle est, dans nos expériences, à peu près le cinquième de celle de la nitrobenzine [1].

## II. — DISPERSION DES DEUX BIRÉFRINGENCES MAGNÉTIQUE ET ÉLECTRIQUE.

**Variations de la biréfringence magnétique de la nitrobenzine avec la longueur d'onde.** — Nous avons fait [2] l'étude de la variation avec la longueur d'onde de la biréfringence magnétique en nous occupant tout spécialement de la nitrobenzine [3]. Nos mesures ont été faites avec les trois radiations jaune, verte et indigo du mercure et avec les deux raies C et F de l'hydrogène. Nous nous sommes astreints dans chaque cas à comparer la valeur de β avec celle qu'on obtient dans les mêmes conditions pour la raie jaune du mercure. Comme la nitrobenzine absorbe la partie la plus réfrangible du spectre, nous avons dû, en effet, employer des tubes de diverses longueurs.

Nous nous bornerons à reproduire le tableau suivant, qui contient les rapports ainsi déterminés. Ces *rapports* nous paraissent exacts à moins de 2 0/0 près, sauf pour les deux radiations extrêmes, pour lesquelles l'erreur relative peut être plus grande.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Longueurs d'onde..... | 6563 | 5779 | 5461 | 4861 | 4358 |
| Valeurs de β.......... | 0,87 | 1 | 1,08 | 1,26 | 1,47 |
| Valeurs de βλ......... | 571 | 578 | 589 | 613 | 641 |

(1) Skinner a trouvé un rapport plus faible (— 0,14). Il convient de rappeler que les valeurs trouvées pour la constante de Kerr dans le sulfure de carbone varient avec les echantillons. Voir notamment le travail récent de Mc Comb (*Phys. Rev.*, t. XXIX, décembre 1909, p. 525).

(2) *Comptes rendus*, t. CXLVII, 20 juillet 1908, p. 193.

(3) On va voir, en effet, que des mesures ayant le même objet ont été faites sur d'autres corps en Amérique. Nous avons cependant fait quelques mesures sur la naphtaline monobromée. Le rapport des biréfringences mesurées pour la lumière indigo du mercure et pour la lumière jaune dans les mêmes conditions (petite cuve de 2 centimètres environ de longueur) a été trouvé égal à 1,54 et le rapport des produits βλ à 1,16. La variation est donc un peu plus rapide qu'avec la nitrobenzine : nous verrons plus loin que cela peut être rattaché au fait que la naphtaline monobromée est plus dispersive.

On trouvera plus loin (*fig.* 9) une courbe représentant ces résultats.

On voit que les valeurs de β pour la nitrobenzine croissent régulièrement quand la longueur d'onde diminue. Si l'on examine les valeurs des produits βλ qui figurent dans la dernière ligne du tableau, on voit que ces produits croissent eux aussi régulièrement du rouge au violet; mais on voit que les angles β mesurant les biréfringences varient bien moins rapidement avec la longueur d'onde que les angles mesurant un pouvoir rotatoire naturel ou magnétique. On sait, en effet, que, pour les corps transparents, ces rotations varient un peu plus vite que l'inverse du carré de la longueur d'onde.

La biréfringence magnétique de la nitrobenzine varie d'une façon régulière d'un bout à l'autre du spectre visible. Spring [1] ayant signalé que la nitrobenzine sous une très grande épaisseur (10 mètres environ) montre des bandes d'absorption dans l'orangé (près des longueurs d'onde 6032 et 5897), nous avons cherché si leur influence sur les courbes de dispersion était sensible dans les conditions où nous opérions et où les bandes elles-mêmes étaient, bien entendu, tout à fait invisibles. Le résultat a été négatif: le déplacement de la frange au compensateur de Babinet croît du rouge au violet sans qu'on voie rien de particulier dans l'orangé.

Si l'on calcule la différence des indices ordinaire $n_o$ et extraordinaire $n_e$ du liquide placé dans le champ magnétique, différence qui est proportionnelle à βλ, on trouve que cette différence varie dans le même sens, mais un peu plus vite du côté des courtes longueurs d'onde que la différence des indices principaux du quartz. Cela explique que si l'on regarde en lumière blanche la frange déplacée du compensateur, elle paraît achromatique.

**Variations de la biréfringence électrique de la nitrobenzine avec la longueur d'onde.** — La nitrobenzine se prêtait particulièrement bien à la comparaison des deux biréfringences magnétique et électrique, parce que le phénomène de Kerr est pour ce corps particulièrement grand. Cette propriété est même l'une de celles qui avaient attiré notre attention sur ce corps au début de nos recherches. Nous avons mesuré sa biréfringence électrique pour les mêmes radiations qui ont été indiquées plus haut en utilisant, au moins pour la plupart

---

(1) Spring, *Rec. trav. chim. des Pays-Bas*, t. XVI, p. 19; 1897.

des mesures, un appareil qui a été mis à notre disposition par M. Lemoine.

Le condensateur est formé de deux plaques de laiton rectangulaires longues de 180 millimètres, hautes de 35 millimètres, et disposées parallèlement à une distance de 4 millimètres. Les lames de ce condensateur étaient disposées verticalement dans une cuve de verre moulé de 20 centimètres de longueur. Les extrémités de cette cuve avaient été rodées de façon à former deux plans sensiblement parallèles, et l'on y avait pratiqué deux trous sur lesquels étaient appliquées des glaces non trempées pour le passage des rayons lumineux. Nous n'avons pu éviter la trempe de ces lames terminales qu'en les constituant par de grands couvre-objets.

Quand on remplit cet appareil de nitrobenzine et qu'on analyse le rayon lumineux par la même méthode qui a servi pour les phénomènes magnéto-optiques, on constate déjà une biréfringence sensible lorsqu'on relie les deux lames aux bornes du secteur du laboratoire (110 volts). Nos expériences sur la nitrobenzine, sauf celles faites en lumière bleue dont il sera question plus loin, ont donc pu être faites avec des voltages beaucoup moins élevés que ceux qu'on a employés habituellement dans des recherches semblables. Cela présente l'avantage que la nitrobenzine, étant toujours un peu conductrice, les variations de température provenant de l'effet Joule ont leur influence réduite autant que possible.

Une autre particularité est à signaler dans nos expériences. Au lieu d'employer comme d'habitude des forces électromotrices continues, nous avons employé le plus souvent des forces électromotrices alternatives (fréquence 30 environ). L'expérience montre que les mesures sont toujours plus faciles avec les voltages alternatifs qu'avec des voltages continus de même valeur efficace. Les mouvements tourbillonnaires, qui se produisent toujours dans le liquide quand on électrise un condensateur de Kerr et qui ont l'inconvénient en particulier de faire mouvoir des poussières entre les lames, sont alors moins gênants. De plus, on peut commodément faire varier la tension dans de très larges limites, en employant un transformateur en dérivation sur un rhéostat parcouru par un courant réglable.

Le secteur alternatif du laboratoire nous a servi dans quelques expériences, mais nous avons trouvé bien préférable de produire nous-même le courant alternatif utilisé. On évite ainsi des variations rapides de voltage qui rendent les expériences d'autant plus diffi-

ciles que le phénomène à mesurer varie proportionnellement au carré du champ.

Un calcul que nous ne reproduisons pas ici montre que l'on peut, sans rien changer à l'analyseur à pénombres employé, mesurer les biréfringences produites par ces champs alternatifs, pourvu qu'elles ne soient pas trop grandes, comme c'était le cas dans nos expériences. L'angle que l'on mesure est le même que celui qu'on obtiendrait si l'on remplaçait le champ alternatif par un champ continu de même valeur efficace.

Avant d'étudier pour les diverses couleurs les valeurs de la biréfringence de la nitrobenzine, nous avons vérifié, en nous servant de

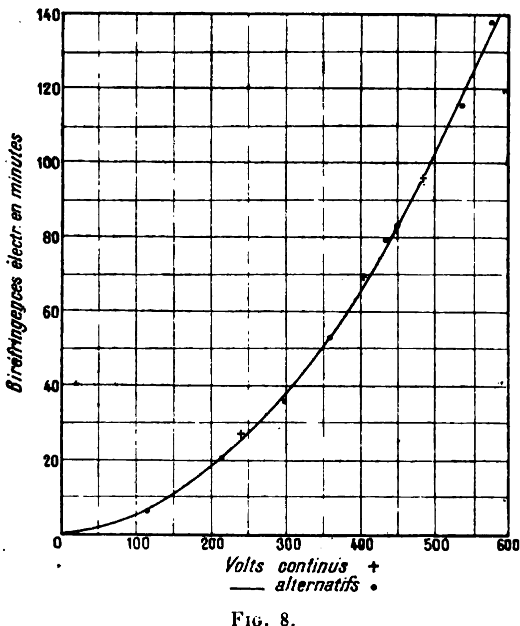



Fig. 8.

la lumière jaune du mercure, que la nitrobenzine obéit à la loi de Kerr. La courbe représentée par la *fig.* 8 (où quelques points ont été déterminés avec des batteries d'accumulateurs) est, en effet, une parabole. De plus, nous avons trouvé qu'à une température voisine de 22°, le rapport des constantes électro-optiques de Kerr pour la nitrobenzine et le sulfure de carbone est voisin de 93 (lumière jaune du mercure). Enfin, une mesure faite avec le sulfure de carbone,

**mais sans les précautions que nécessiterait une détermination précise, nous a donné, pour la constante de Kerr relative au sulfure de carbone que nous employions, la valeur approximative $B = 3,1 . 10^{-7}$ se rapportant aux mêmes conditions expérimentales[1].**

**Les mesures de dispersion ont été faites comme dans le cas du phénomène magnéto-optique, c'est-à-dire qu'on a comparé, dans chaque cas, en se plaçant autant que possible dans les mêmes conditions de température et de champ, les valeurs de β relatives à la radiation employée et à la radiation jaune du mercure[2]. Les rapports ainsi déterminés sont donnés dans le tableau suivant ; les erreurs sur ces rapports peuvent être légèrement supérieures à celles qu'on a faites dans les mesures magnéto-optiques (au plus 2 0/0, sauf pour les deux radiations extrêmes et surtout pour la lumière rouge). Nous y avons joint les rapports trouvés antérieurement pour la biréfringence magnétique.**

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Longueurs d'onde............ | 6563 | 5779 | 5461 | 4861 | 4358 |
| β (biréfringence électrique).... | 0,83 | 1 | 1,10 | 1,26 | 1,45 |
| β (biréfringence magnétique)... | 0,87 | 1 | 1,08 | 1,26 | 1,47 |

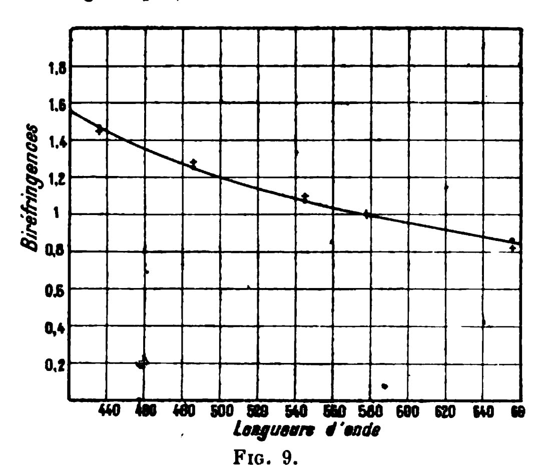


FIG. 9.

La *fig.* 9 représente ces résultats. La courbe tracée se rapporte à

---

(1) La valeur de B est donnée comme on sait par la formule :

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{\beta}{\pi} = Bl\left(\frac{V}{e}\right)^2$$

où V est évalué en unités électrostatiques.

(2) Pour la radiation la plus réfrangible, nous nous sommes servis d'une cuve plus courte (3cm,5) et de voltages plus élevés (de l'ordre de 1 500 volts).

la biréfringence magnétique, pour laquelle les mesures ont été plus faciles: Les points marqués par des croix se rapportent à la biréfringence électrique. *On voit que, dans la limite des erreurs d'expériences, les biréfringences magnétique et électrique varient suivant la même loi en fonction de la longueur d'onde.*

**Mesures de Skinner et Mc Comb. Relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction.** — Depuis que nous avons publié ce résultat relatif à la nitrobenzine [1], Skinner et Mc Comb ont publié sur ce sujet un travail important [2]. Ces physiciens ont, en effet, mesuré les deux dispersions magnétique et électrique, non seulement dans le cas de la nitrobenzine, pour laquelle ils vérifient notre résultat, mais dans le cas de huit autres liquides différents [3]. Dans tous ces cas, y compris celui du sulfure de carbone, pour lequel les deux biréfringences sont de signe opposé, ces physiciens trouvent que les deux dispersions sont les mêmes dans les limites des erreurs d'expériences. Leurs mesures beaucoup plus étendues que les nôtres viennent donc généraliser singulièrement le résultat que nous avions obtenu et en augmentent beaucoup la portée.

Les physiciens américains ont cherché, en outre, une réponse à une question posée par Havelock [4], à la suite de travaux théoriques sur la dispersion de la biréfringence. Havelock avait proposé, à la suite de ces travaux, dont nous dirons quelques mots plus loin, de rechercher si la formule suivante représentait la dispersion de la biréfringence magnétique et électrique :

$$n_e - n_o = \text{Const.} \frac{(n^2 - 1)^2}{n}.$$

Havelock avait trouvé lui-même que cette formule représentait les résultats expérimentaux de Hagenow sur la dispersion de la biré-

---

(1) COTTON et MOUTON, *Comptes rendus*, t. CXLVII, p. 193; 1908.

(2) SKINNER, *loc. cit.;* Mc COMB., *Phys. Rev.*, t. XXIX, p. 525; décembre 1909.

(3) Voici quels étaient ces liquides : nitrotoluène, benzine, benzine chlorée, benzine bromée, diéthylaniline, $\alpha$-monobromonaphtaline et sulfure de carbone. Leurs mesures ont été faites dans chaque cas pour onze radiations entre les longueurs d'onde 4 400 et 6 600, isolées dans un spectre continu au moyen d'un séparateur de radiations. Les mesures de biréfringence faites par la méthode de Brace sont décrites dans le mémoire de Mc Comb. Ces travaux sont complétés par des mesures d'indice et de pouvoir rotatoire magnétique pour les mêmes radiations.

(4) HAVELOCK, *Physical Rev.*, t. XXVIII, p. 136; février 1909.

fringence électrique du sulfure de carbone. Skinner et Mc Comb ont trouvé que cette formule représente avec assez d'exactitude les résultats sur les neuf liquides qu'ils ont étudiés. Nous avions, de notre côté, cherché une réponse à la même question; nos mesures, qui n'avaient porté presque exclusivement que sur la nitrobenzine [1], ont consisté à déterminer avec un réfractomètre de Pulfrich les indices pour les diverses radiations utilisées du liquide qui nous avait servi. Dans le tableau suivant, à côté de ces indices, figurent les valeurs de $\beta\lambda$, qui résultent des mesures de la biréfringence magnétique, quantités qui sont proportionnelles aux différences des indices principaux du milieu biréfringent et qui peuvent leur être substituées pour la vérification de la loi de Havelock. La dernière colonne représente par suite des quantités qui doivent rester constantes si cette loi est exacte.

| Longueurs d'onde | Indices | Valeurs de $\beta\lambda$ | $\frac{\beta\lambda n}{(n^2-1)^2}$ |
|---|---|---|---|
| 6563 ........... | 1,5455 | 571 | 45,8 |
| 5893 ........... | 1,5524 | » | » |
| 5779 ........... | 1,5537 | 578 | 44,9 |
| 5461 ........... | 1,5585 | 589 | 44,9 |
| 4861 ........... | 1,5713 | 613 | 44,6 |
| 4358 ........... | 1,5872 | 641 | 44,1 |

On voit que ces quantités demeurent sensiblement constantes, l'écart le plus grand étant obtenu pour la radiation rouge pour laquelle les mesures de biréfringence sont difficiles et comportent une erreur qui peut atteindre 2 0/0. Nous concluons, comme Mc Comb et Skinner, que la relation de Havelock est donc valable, au moins en première approximation, et qu'elle représente bien, dans l'état actuel des mesures, la loi de variation commune des deux biréfringences électrique et magnétique.

### III. — INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES DEUX BIRÉFRINGENCES.

**Variation de la biréfringence magnétique de la nitrobenzine avec la température.** — Nous avons fait sur quelques corps l'étude systé-

---

(1) Nous avons aussi mesuré les indices de la naphtaline monobromée que nous employions pour la raie indigo et pour la raie jaune du mercure. Le rapport des valeurs de $\frac{(n^2-1)^2}{n}$ relatives à ces deux radiations a été trouvé égal à 1,14, alors que le rapport des différences des indices a été trouvé égal à 1,16.

matique des variations de la biréfringence magnétique avec la température ([1]). Cette question n'a pas seulement un intérêt théorique : il faut bien, au point de vue pratique, avoir une idée de l'ordre de grandeur de ces changements pour comparer utilement les valeurs trouvées pour différents corps. Pour cette raison, nous avons d'abord étudié l'influence de la température sur la biréfringence magnétique de la nitrobenzine, liquide auquel nous comparions tous les autres.

L'appareil qui nous a servi dans la plupart de nos mesures sur ce sujet pourrait être également employé dans les recherches sur les variations du pouvoir rotatoire des liquides avec la température. On fait circuler dans l'enceinte qui entoure le tube à expériences, avec une petite pompe Japy, un courant d'eau emprunté à un réservoir de 25 litres entouré de feutre épais. On peut facilement s'arranger de façon que la température dans le tube polarimétrique lui-même soit constante pendant la durée des mesures et soit connue avec assez de précision. Même dans les cas où la température s'écartait le plus de la température ambiante, elle ne variait au plus que de quelques dixièmes de degré, ce qui est dû surtout à la grande masse du liquide, chaud ou froid, placé dans le réservoir et à sa grande chaleur spécifique ; un régulateur de température n'est pas nécessaire ; pour les températures élevées, il suffit de placer une veilleuse sous le réservoir.

La *fig.* 10 suffira pour donner une idée ([2]) de l'enceinte de chauffage en laiton poli qui trouve sa place dans l'entrefer de l'électro-aimant (les pièces polaires sont figurées en pointillé sur la projection horizontale).

Sur la nitrobenzine, nous avons fait deux séries de mesures indépendantes pour des températures comprises entre 6°,4 et 53°,9. Elles

---

([1]) Cotton et Mouton, *Comptes rendus*, t. CXL, p. 340 ; 2 août 1909.

([2]) On voit que le tube polarimétrique *cc* est muni de deux prolongements *p* vides de liquide. Ils permettent de maintenir la température constante jusqu'à l'extrémité de la colonne liquide ; aux basses températures, ils évitent le dépôt de buée sur les glaces terminales (on peut y placer un peu d'anhydride phosphorique). Les ajutages T servent à l'entrée et à la sortie du liquide de chauffage qui vient du thermostat et y retourne. Les plaques terminales sont fixées contre les rebords de la boîte, avec interposition d'une plaque de cuir, par les écrous *t*. La forme de l'enceinte exige, en effet, qu'on les enlève pour l'introduction du tube polarimétrique. Les prolongements de celui-ci sont munis de bouchons de liège qui assurent l'étanchéité de l'enceinte.

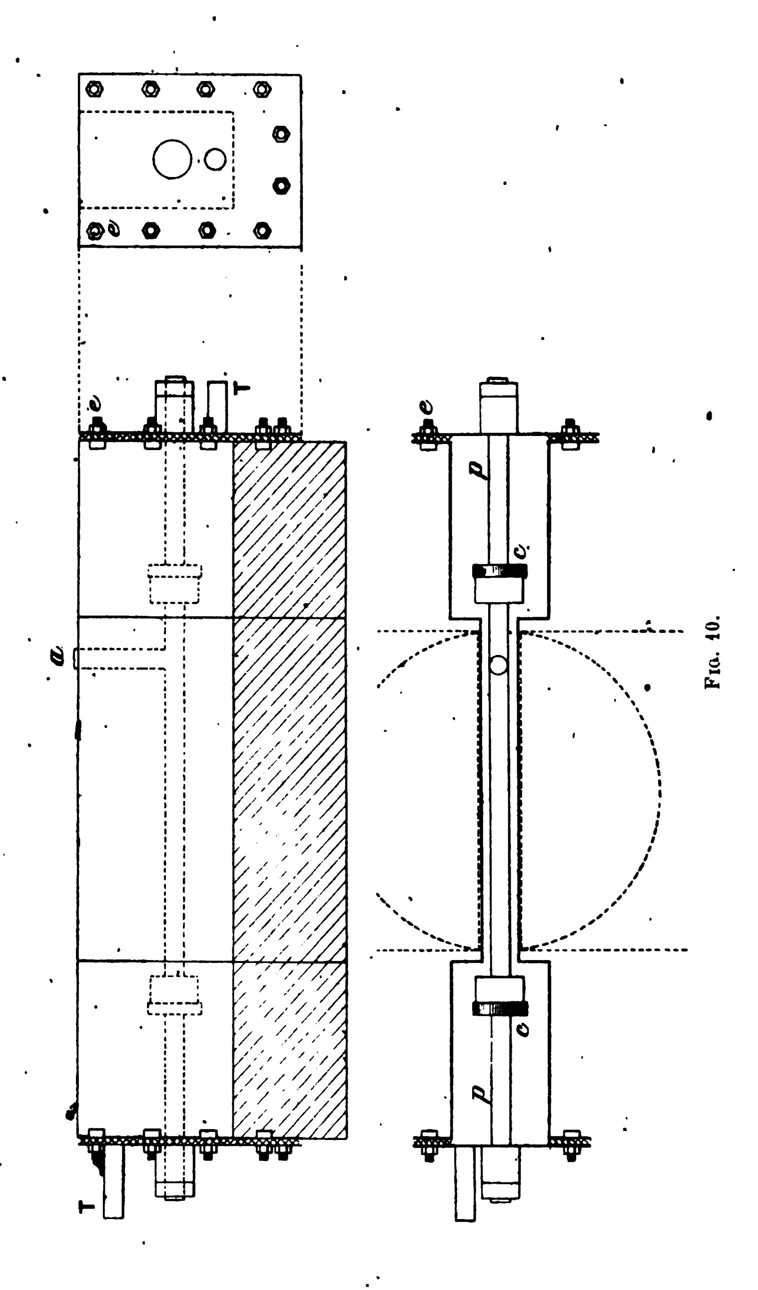



Fig. 10.

ont fourni des résultats très concordants; nous donnerons seulement ceux d'une de ces séries.

| Températures | Biréfringence magnétique (β) en minutes |
|---|---|
| 6°,4 | 128,6 |
| 14,1 | 121,4 |
| 14,9 | 121 |
| 23,3 | 112,8 |
| 31,3 | 106,8 |
| 41,7 | 99,3 |
| 53,9 | 90,9 |

La courbe de la *fig.* 11 représente ces résultats. On voit que la biréfringence décroît rapidement quand la température s'élève.

En première approximation, on peut assimiler la courbe à une droite; cependant, bien que les angles β ne soient mesurés qu'à 1 0/0 près, nous pouvons affirmer que la courbe est en réalité convexe vers l'axe des températures, la pente s'accentuant faiblement, mais régulièrement, lorsque la température diminue. Ce qui nous permet d'affirmer l'existence de ces écarts avec une simple variation linéaire, c'est surtout le fait qu'ils se sont représentés systématiquement dans les deux séries de mesures indépendantes.

C'est cette courbe que nous utilisons directement pour faire des corrections de température dans les comparaisons des autres corps à la nitrobenzine. On peut d'ailleurs, au voisinage de la température de 20°, admettre que la diminution relative pour 1°, soit $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$, est $\frac{1}{144}$ [1].

Nous avons fait aussi dans le cas de la naphtaline monobromée quelques mesures sur l'influence de la température. Cette influence est moins marquée que pour la nitrobenzine. Entre les températures 11°,8 et 47°,9, la droite représentée par l'équation :

$$\beta = 121\left(1 - \frac{t}{340}\right)$$

[1] La droite qui passe par les points correspondant aux températures extrêmes a pour équation :

$$\beta = 134\left(1 - \frac{t}{162}\right).$$

On voit que l'on ne tient pas compte de la dilatation du liquide étudié; le coefficient de dilatation cubique des liquides organiques est de l'ordre du millième : il faudrait connaître ce coefficient pour la nitrobenzine, si on voulait chercher comment varie la biréfringence pour un nombre constant de molécules rencontrées, et non pour une longueur pratiquement constante d'un liquide de densité variable.

représente nos résultats. Si on compare dans le même champ et

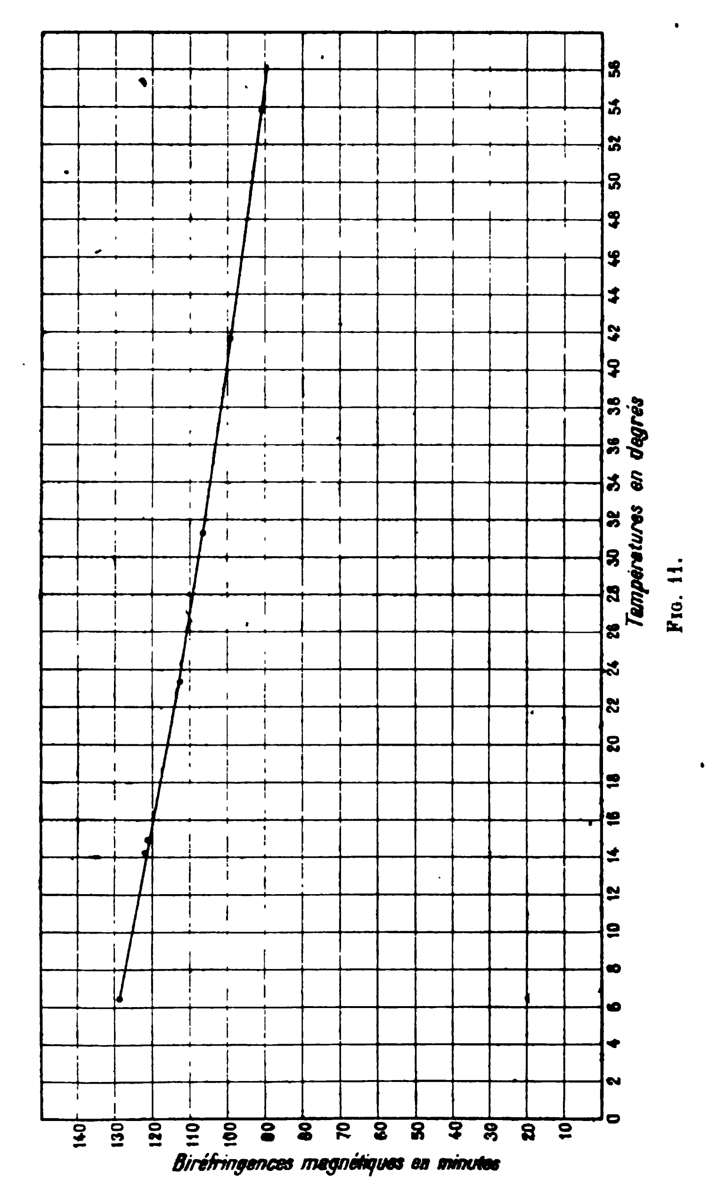



Fig. 11.

sous la même épaisseur la naphtaline monobromée et la nitrobenzine, le premier de ces liquides est nettement le moins actif à 11°,8, tandis

qu'il est le plus actif à 48°. A 17°, comme on l'a déjà signalé, le rapport des deux biréfringences est 0,99, très voisin par conséquent de l'unité.

**Biréfringence magnétique du salol et du bétol. Étude d'un corps à l'état vitreux.** — Nous avons étudié le salol comme exemple de corps surfondu, afin de voir surtout si la viscosité du liquide, qui devient rapidement grande quand la température s'abaisse suffisamment, jouerait un rôle, soit en modifiant la biréfringence magnétique, soit en produisant des phénomènes résiduels. Nous avons pu faire des mesures entre + 50° (température supérieure au point de fusion observé, 41°,5) et — 17°, en utilisant le même appareil, décrit à propos de la nitrobenzine. Les températures les plus basses étaient obtenues en mettant directement autour du tube un mélange réfrigérant.

Les mesures ont montré que, à la température de 16°, le rapport de la biréfringence à celle de la nitrobenzine est égal à 0,62 pour la lumière jaune du mercure. La *fig.* 12 représente les résultats des mesures faites à différentes températures : on voit que tous les points se placent sensiblement sur une droite, dont la plupart ne s'écartent pas de plus de 1/2 minute. Cette droite a pour équation :

$$\beta = \beta_0 (1 - 0{,}002t),$$

en appelant $\beta_0$ la biréfringence à 0°. Dans l'intervalle de — 17° à + 50°, on observe donc une variation de la biréfringence, qui est linéaire en fonction de la température et beaucoup moins rapide que celle de la nitrobenzine. La diminution relative pour 1°, soit $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$, n'est plus à 20° que de $\frac{1}{480}$.

A la température la plus basse où les mesures ont été possibles, le salol est encore liquide, quoiqu'il soit devenu très visqueux. Nous avons cherché à refroidir davantage, espérant pouvoir étudier le corps à l'état vitreux; le salol, comme l'a montré Tammann, a le grand avantage de ne pas donner lieu à la formation de germes. Lorsqu'on place du salol surfondu bien privé d'eau dans un tube à essais, et qu'on met autour de la neige carbonique, il devient un verre dur, bien transparent, mais ce changement a été accompagné d'une contraction de la masse dont la surface se creuse en entonnoir. Nous

avons répété la même transformation dans le tube à expériences lui-

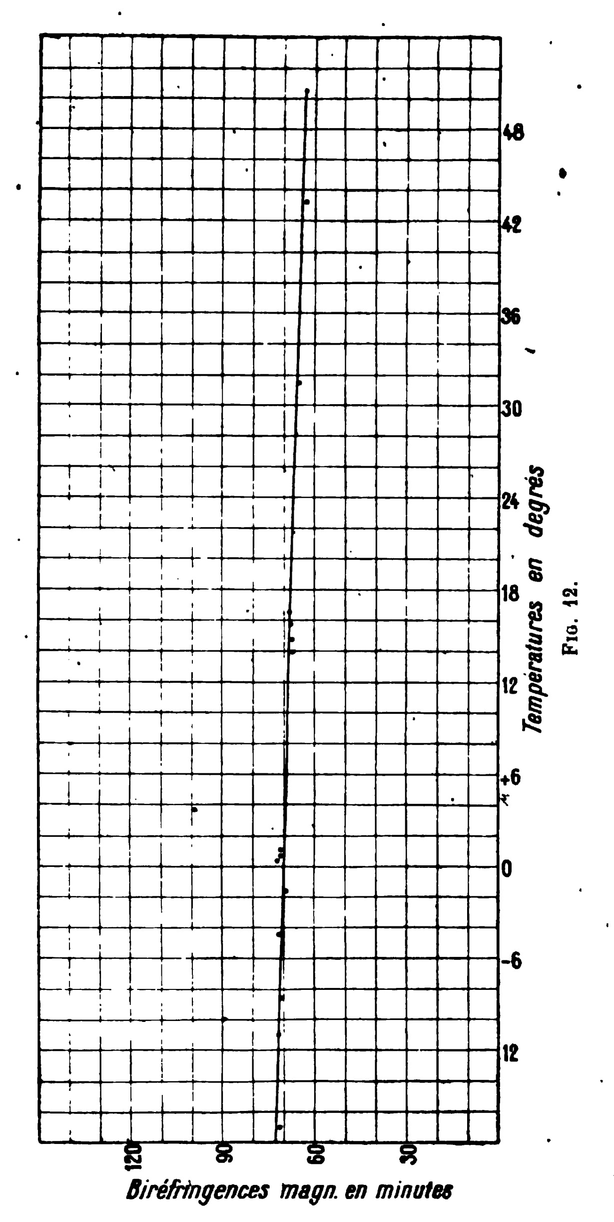



Fig. 12.

même, en essayant autant que possible d'éviter la contraction par

un refroidissement convenablement ménagé. L'observation directe entre deux nicols montre que, à des températures voisines de — 30°, le salol est encore biréfringent ; mais les mesures elles-mêmes avec l'appareil à pénombres ont été impossibles : le zéro change à chaque instant, la masse vitreuse obtenue se trempant, en effet, de plus en plus. Vers — 40°, on ne peut même plus obtenir d'extinction avec les nicols, et la masse vitreuse ne tarde pas à se fendre brusquement. Il aurait fallu prendre des précautions plus grandes encore pendant le refroidissement, ou bien soumettre la masse vitreuse à un recuit prolongé à une température convenable, pour voir si, à l'état vitreux vraiment solide, le salol possède encore la biréfringence magnétique. Le fait qu'une viscosité croissante ne trouble pas une biréfringence régulièrement croissante est déjà, il est vrai, un argument en faveur de l'affirmative.

Nous avons pu surmonter ces difficultés en remplaçant le salol par le bétol, mais à l'aide d'un tour de main qui vraisemblablement altère la pureté de la matière. Le bétol fondu est filtré sur papier et chauffé à plusieurs reprises assez fortement à feu nu, le liquide étant laissé en repos pendant les intervalles des chauffes successives. On fait ainsi disparaître chaque fois les germes qui étaient apparus et dont le nombre va décroissant régulièrement. Dans ces conditions, le bétol se présente sous l'aspect d'un liquide visqueux, coloré, ressemblant tout à fait à du miel, qui doit renfermer sans doute une certaine quantité de matières étrangères qui s'opposent à la cristallisation. Ce corps est très actif, plus que la nitrobenzine (rapport mesuré à 18°, environ 1,6). La biréfringence ne disparaît point d'une façon tout à fait complète lorsqu'on supprime le champ magnétisant, ce qu'on n'observe pas avec les liquides tout à fait purs, mais ce résidu n'est que de quelques centièmes du phénomène principal [1].

L'appareil représenté dans la *fig.* 13 nous a servi à refroidir ce bétol jusqu'à l'état vitreux : à la température de — 8°, ce corps est, en effet, tout à fait solide et se brise comme une baguette de verre sous le choc du marteau. Nous avons amené progressivement à cet état le bétol placé dans le tube à rainure que représente la figure,

---

[1] Des traces d'un semblable résidu ont été observées avec le salol, non pas, ce qu'il faut noter, aux températures les plus basses auxquelles les mesures ont été possibles, mais seulement à des températures voisines de 6°. On observe des résidus beaucoup plus marqués lorsqu'on étudie des collodions à base de nitrobenzine.

en faisant circuler dans le manchon qui l'entoure de l'acétone refroidie avec de la neige carbonique. Un robinet à pointeau permettait de régler l'arrivée d'un courant d'air comprimé sec au-dessus de l'acétone contenue dans un vase de Dewar, et un autre vase semblable recueillait le liquide à la sortie du manchon.

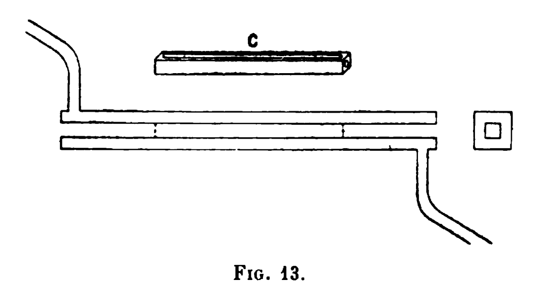



Fig. 13.

Nous n'avons pas fait de mesures, mais simplement des observations entre nicols croisés. Quand le refroidissement est fait avec assez de lenteur, l'extinction en dehors du champ peut être obtenue, et l'on voit nettement la lumière réapparaître pendant que le courant passe.

Le bétol donne donc un exemple d'un *composé aromatique qui, à l'état vitreux, possède encore la biréfringence magnétique.*

**Variation de la biréfringence électrique de la nitrobenzine en fonction de la température.** — Cette étude faite pour des températures comprises entre + 4 et + 56°, a été entreprise dans le but de comparer ici encore les deux biréfringences électrique et magnétique. Au sujet de l'appareil de chauffage qui a servi, nous nous bornerons à indiquer que la cuve qui renferme le condensateur, et qui a été employée précédemment, était disposée dans une caisse de laiton nickelé, convenablement protégée contre le refroidissement et chauffée par des lampes à incandescence placées au fond de la boîte. Ce dispositif simple suffit, en prenant quelques précautions, pour que la température se maintienne constante pendant la durée d'une série de lectures. Les températures les plus basses ont été obtenues en profitant de ce que les expériences ont été faites en hiver : On laissait ouvertes pendant la nuit les fenêtres du laboratoire. Une mesure (4°,5) a porté sur du liquide surfondu : le point de fusion de la nitrobenzine que nous employions était, en

effet, $+5°,5$. Les voltages alternatifs utilisés (voisins de 365 volts) étaient assez bas pour que l'effet Joule n'ait eu aucune influence sensible.

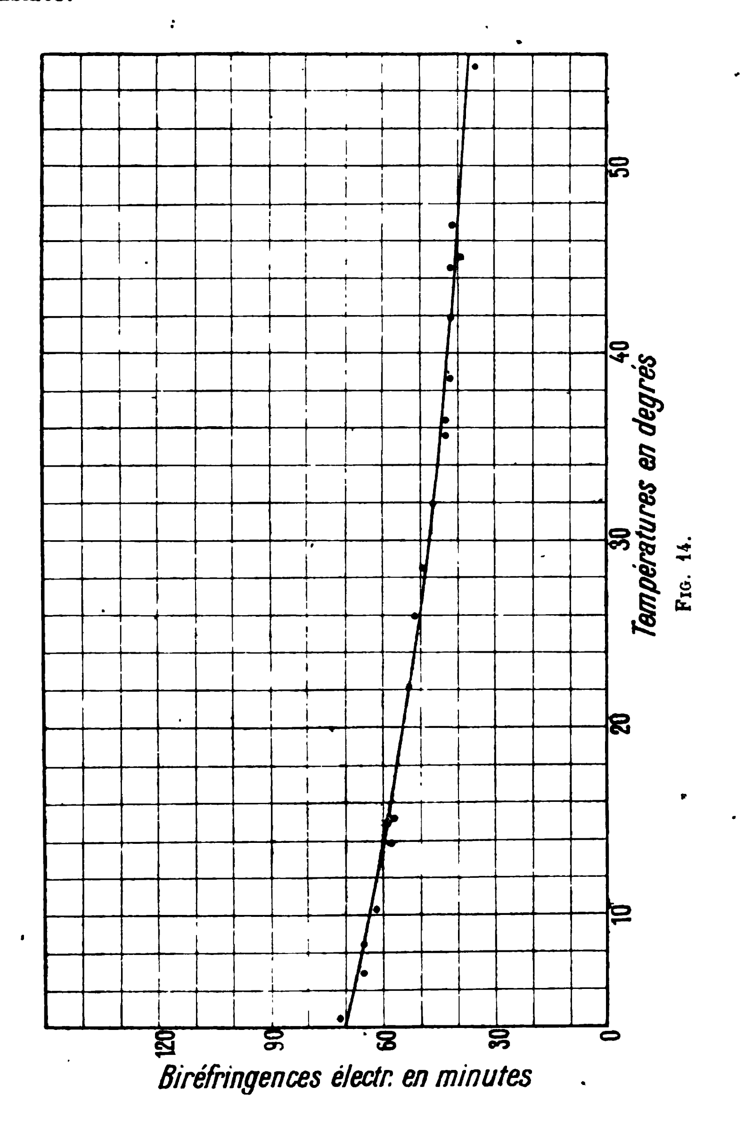



Fig. 14.

La *fig.* 14, qui représente les résultats de l'ensemble des mesures, montre que la variation de la biréfringence électrostatique de la

nitrobenzine avec la température est très rapide. La courbe représentant cette variation n'est pas une droite, elle est nettement convexe vers l'axe des températures.

Si l'on calcule la variation relative pour 1°, soit $\frac{\Delta\beta}{\beta\Delta t}$, comme on l'a fait pour la biréfringence magnétique, on trouve que ce rapport (qui varie bien entendu avec la température) peut être pris pour des températures voisines de 20° égal à $\frac{1}{68}$.

Ces résultats montrent que l'*ordre de grandeur* des coefficients de variation des deux biréfringences électrique et magnétique est le même, mais que, en réalité, les deux phénomènes ne suivent pas exactement la même loi de variation avec la température. La biréfringence électrique varie le plus rapidement, puisque le coefficient qu'on vient de calculer avait été trouvé égal à $\frac{1}{144}$ pour la biréfringence magnétique.

### IV. — HYPOTHÈSE DE L'ORIENTATION MOLÉCULAIRE.

Nous allons indiquer maintenant quelle est l'explication théorique qui nous a guidés dans l'ensemble de ce travail, et qui nous paraît actuellement rendre compte, dans ses grandes lignes au moins, des propriétés des liquides aromatiques.

La biréfringence magnétique que possèdent ces liquides n'est certainement pas due à la présence accidentelle de particules en suspension, analogues à celles qui donnent aux liquides colloïdaux, comme le fer Bravais, leurs propriétés magnéto-optiques. Parmi les liquides étudiés, il en est, comme la benzine, que l'on peut considérer comme types de liquides ne renfermant aucune espèce de particules visibles.

Nous admettrons cependant qu'ici encore la biréfringence est due à une orientation produite par le champ magnétique. Mais il faut nécessairement que ce soient des éléments beaucoup plus petits que les particules ultramicroscopiques et faisant partie intégrante du liquide lui-même, qui tendent alors à s'orienter. On pourrait imaginer la présence dans le liquide d'associations moléculaires, soit qu'on imagine que ces associations existent déjà dans le liquide en dehors du champ, soit qu'on suppose que le champ magnétique

en favorise la formation. Mais, comme il n'y a pas actuellement, semble-t-il, de raison d'ordre physico-chimique pour admettre que les molécules s'associent dans des liquides tels que la benzine, la nitrobenzine, etc., nous pensons qu'il est préférable d'adopter plutôt l'hypothèse plus simple d'après laquelle ce seraient les molécules elles-mêmes qui, placées dans le champ magnétique, seraient soumises à des couples qui tendraient à les orienter.

Cette hypothèse avait déjà été émise par Boussinesq [1], à propos des phénomènes de Majorana, à une époque où le rôle joué par les granules ultramicroscopiques présents dans les liquides colloïdaux étudiés n'avait pas encore été reconnu.

Nous admettons que chaque molécule est soumise à un couple d'orientation proportionnel au carré du champ, c'est-à-dire que tout se passe comme si elle avait un moment magnétique proportionnel au champ. A ce couple s'oppose le mouvement thermique des molécules du liquide qui tend à déranger sans cesse cette orientation. Cette orientation serait très loin d'être complète. Ce n'est que dans des champs beaucoup plus élevés que ceux que nous avons utilisés, qu'on atteindrait progressivement une sorte de saturation, comme dans le cas des colloïdes et que la loi de proportionnalité au carré du champ serait en défaut. Il suffit, pour rendre compte de la biréfringence, d'admettre que les molécules possèdent une certaine anisotropie et qu'elles ne sont plus orientées tout à fait au hasard, comme quand le champ magnétique n'existe pas. Lorentz [2] a récemment fait remarquer — ce qui vient à l'appui de l'hypothèse que nous avions faite — que l'orientation de particules anisotropes suffit pour produire une *biréfringence d'orientation* distincte de celle qui peut résulter, d'après la théorie de Voigt, d'une modification par le champ des vibrations à l'intérieur des atomes ou des molécules.

L'hypothèse d'après laquelle ce seraient les molécules elles-mêmes qui s'orienteraient rend compte d'abord d'un fait qui est particulièrement important, savoir le rôle prépondérant joué par la structure chimique des liquides organiques. Pourquoi tous les composés aromatiques étudiés deviennent-ils biréfringents, tandis que les corps de la série grasse, au moins avec les moyens employés jusqu'ici, se sont

(1) Boussinesq, *Théorie analytique de la chaleur*, t. II, p. 600 ; 1903.
(2) Lorentz, *Magneto-optische Phänomene* (*Encycl. der math. Wissensch.*, V. 22, p. 237) ; 1909.

montrés « inactifs » ? Ce serait, ou bien que leurs molécules s'orientent mieux, ou bien que leur anisotropie optique est plus marquée ou qu'elles se distinguent à la fois à ces deux points de vue. Les recherches ultérieures (en particulier celles que nous nous proposons de faire sur les corps à l'état cristallisé) permettront peut-être de préciser.

L'orientation moléculaire par le champ magnétique doit être un fait général. Un fragment cristallin, même s'il s'agit d'un cristal d'un composé de la série grasse, tend nettement, comme on sait, à s'orienter dans un champ magnétique uniforme. Dans notre pensée, cette orientation, qu'il est facile de constater par des expériences simples (1), serait un effet global, résultant des actions qui s'exercent sur les diverses molécules considérées isolément. Si l'on pouvait diminuer de plus en plus les dimensions d'un fragment cristallin, jusqu'à n'avoir plus qu'une molécule, on continuerait à observer l'existence d'une action directrice.

Le peu que l'on sait sur cette orientation des cristaux dans le champ magnétique ne permet pas de dire si les composés aromatiques se distinguent beaucoup au point de vue de leur anisotropie magnétique. D'autre part, les composés aromatiques possèdent des caractères optiques particuliers à côté d'autres propriétés remarquables qui leur sont communes (2).

Ils ont, en effet, dans l'ultraviolet des bandes d'absorption étudiées par plusieurs physiciens, notamment par Baly et Collie, Stark, Hartley (3). Ce dernier a montré qu'on les retrouve dans les composés pris à l'état de vapeur et qu'elles paraissent plutôt liées au noyau benzénique qu'aux chaînes latérales. Mais, ici encore, des expériences seraient nécessaires, où l'on étudierait la biréfringence des corps

---

(1) Au lieu de suspendre le cristal à un fil, comme le faisait Faraday, on peut, quand il s'agit de cristaux qui forment par exemple de petites aiguilles allongées, placer ces fragments sur une lame de verre horizontale sur laquelle on frappe légèrement pendant que le champ est établi. Les fragments ne tardent pas à s'orienter de la même façon.

(2) Par exemple, ils sont tous fluorescents dans l'ultraviolet ou même dans le spectre visible (Stark et Meyer, *Phys. Zeitsch.*, t. IX, p. 90 et 481, 1908; Ley et V. Engelhart, *Ber.*, t. XLI, 25 juillet 1908; J. de Kovalsky, *Soc. fr. de Phys.*, séance du 17 décembre 1909). Ils ont des spectres de cathodoluminescence discontinus (O. Fischer, *Thèse de Bonn*, 1908; Goldstein, *Phys. Zeitsch.*, t. X, 1909, p. 773, et t. XI, p. 430, 1910).

(3) Baly et Collie, *Journ. of the Chem. Soc.*, 2e série, t. CXXXVII, 1905, p. 1345; Stark, *loc. cit.*; Hartley, *Phil. Transact.*, A, t. CCVIII, 1908, p. 475-528.

aromatiques pris à l'état de cristaux, pour voir si les cristaux sont fortement biréfringents.

L'explication de la biréfringence magnétique par l'orientation moléculaire nous semble trouver un appui sérieux dans le fait que les deux dispersions de double réfraction magnétique et électrique sont les mêmes dans le cas de tous les liquides qui ont été étudiés à ce point de vue par Skinner et Mc Comb comme par nous-mêmes. La biréfringence serait, en effet, au moins en première approximation, indépendante de la cause profonde qui fait que les molécules s'orientent : Si l'on se place, pour simplifier ([1]), dans le cas où les molécules s'orientent de la même manière par rapport aux deux champs, il est évident que le liquide doit acquérir dans l'un et dans l'autre les mêmes propriétés optiques.

Nous sommes ainsi conduits à admettre que, au moins dans le cas des liquides aromatiques dont il s'agit, le phénomène de Kerr, lui aussi, s'explique en grande partie de la même manière, hypothèse qui avait déjà été faite par Larmor ([2]). Nous ne prétendons pas, d'ailleurs, que le phénomène de Kerr s'explique toujours de la même façon, ni même que, dans les corps aromatiques, il résulte *uniquement* de l'orientation; mais, dans ce cas, l'orientation nous paraît devoir jouer le rôle prépondérant.

Nous reviendrons dans un instant sur la relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction.

Dans la même hypothèse, on comprend de même aussitôt les résultats qualitatifs obtenus en étudiant l'influence des variations de température. Il ne faut pas être surpris de voir que la viscosité croissante ne trouble pas l'accroissement de la biréfringence magnétique (salol), ni même qu'un corps à l'état vitreux possède encore la biréfringence magnétique, puisque dans un corps solide les molécules ne sont pas immobiles ([3]).

La décroissance observée pour la biréfringence magnétique quand

---

([1]) En se plaçant dans des cas particuliers, on voit facilement qu'il en est de même si les deux biréfringences sont de signe opposé. Cela résulte d'ailleurs de ce que les variations de la biréfringence sont liées aux variations d'indice par la relation de Havelock.

([2]) Larmor, *Philos. Trans.* A., t. CXC, p. 232; 1898.

([3]) Dans les cristaux, les molécules subissent aussi des mouvements thermiques, mais cette fois les orientations des diverses molécules en dehors du champ magnétique ne sont pas tout à fait arbitraires, certaines directions se trouvant privilégiées. On doit donc s'attendre à observer avec les cristaux des phénomènes qui varieraient avec l'orientation des cristaux dans le champ.

la température croît s'explique aussitôt, puisque, quand la température s'élève, l'agitation moléculaire va en croissant. Cette loi de décroissance n'est pas la même pour tous les corps : il ne faut pas s'attendre, en effet, à trouver une loi simple, fonction de la température absolue, puisque, si la biréfringence magnétique est une conséquence de l'orientation moléculaire, elle ne fournit sur cette orientation que des renseignements indirects ; on ne peut en déduire dans quelle mesure cette orientation est réalisée ([1]).

Si l'on examine enfin le résultat de la comparaison quantitative faite pour la nitrobenzine des deux sortes de biréfringences magnétique et électrique, on trouve, comme nous l'avons vu, que les deux lois de variations ne sont pas les mêmes. Il ne faut pas en être surpris : Quand on compare la nitrobenzine placée successivement à une même température dans un champ électrique et magnétique, les mouvements thermiques qui s'opposent à l'orientation d'une molécule donnée sont les mêmes dans les deux cas; mais les couples qui s'exercent sur une molécule (qu'on supposera placée dans les deux cas de la même manière par rapport au champ) doivent se comporter d'une façon différente lorsque la température varie. Comparons, en effet, le pouvoir inducteur spécifique K et la perméabilité magnétique $\mu$ qui lui correspond. Le pouvoir inducteur spécifique décroît très nettement quand la température s'élève ; au contraire, la perméabilité magnétique d'une substance diamagnétique diffère toujours extrêmement peu de l'unité, et on admet qu'elle ne change pas avec la température. Or, ces coefficients K et $\mu$, qui caractérisent le liquide pris en masse au point de vue de ses propriétés électriques ou magnétiques, doivent intervenir dans l'expression du couple qui agit, dans notre hypothèse, sur une molécule considérée isolément.

En cherchant à nous faire une idée de la façon dont interviennent les propriétés globales du milieu, nous avons été conduits à admettre([2]) que le couple qui agit sur une molécule, dans le cas du champ électrique, varie à peu près proportionnellement à la constante diélectrique : celle-ci varie très notablement dans le cas de la nitrobenzine lorsque la température change. C'est ainsi que, d'après les mesures d'Abegg et Seitz, à 6° K = 39,38, et à 54° K = 30,59. Si on divise alors les valeurs de la biréfringence électrique par les

([1]) L'indice de réfraction du liquide mesuré en dehors du champ change avec la température, et la loi de variation est différente suivant les corps.

([2]) Voir notre travail détaillé, p. 261.

valeurs de K correspondantes, on trouve que les quotients obtenus varient à peu près proportionnellement aux biréfringences magnétiques ; l'accord paraît donc rétabli entre les observations relatives aux deux sortes de phénomènes, et la coïncidence que nous avons obtenue, dans le cas où nous avons étudié les variations thermiques des deux phénomènes, vient à l'appui de l'explication que nous proposons.

Ajoutons que la valeur très élevée de la constante diélectrique de la nitrobenzine nous semble en outre jeter quelque lueur sur la cause de la grandeur anormale de la constante de Kerr dans ce liquide.

**Théorie de Voigt.** — D'autres théories ont été proposées pour expliquer la biréfringence magnétique des liquides : celle que Voigt a proposée en 1898 (1) a précédé les expériences, y compris celles qui ont été faites sur les vapeurs présentant le phénomène de Zeeman. Comme dans le cas de ces vapeurs, Voigt admettait volontiers que dans les liquides les bandes d'absorption seraient modifiées par le champ magnétique, les changements n'étant pas les mêmes pour les vibrations parallèles et perpendiculaires aux lignes de force. Il en résulterait un changement dans les indices correspondants, c'est-à-dire une biréfringence qui pourrait se faire sentir même dans des régions éloignées des bandes d'absorption.

Le grand intérêt de cette théorie, qui conduirait à admettre que la biréfringence magnétique des liquides est une propriété très générale, résiderait en ce que la biréfringence magnétique des vapeurs, celle aussi de certains cristaux étudiés par Jean Becquerel et celle des liquides que nous avons étudiés, s'expliqueraient au fond de la même manière. Mais, sous sa forme actuelle, elle ne paraît guère se prêter à une discussion, précisément parce qu'elle est très élastique. Comme on peut supposer *a priori* pour les bandes d'absorption tel ou tel changement magnétique que l'on veut, on peut s'attendre — et Voigt le dit expressément — à observer un phénomène grand ou petit, positif ou négatif. Aussi ne faut-il pas s'étonner que Voigt ait pu, pendant quelque temps, proposer cette explication pour la biréfringence magnétique des colloïdes ferriques étudiées par Majorana, avant que Schmauss et nous mêmes ayons montré que l'hétérogé-

(1) *Göttingen Nachr.*, 1898, p. 330. — Pour cette théorie, voir Voigt, *Magnéto-optique*, § 95, 96, 102, 118.

néité de ces liquides jouait un rôle capital dans l'explication du phénomène.

Il y aurait cependant, à ce qu'il nous semble, une façon de voir si Voigt a raison; elle consisterait à suivre la biréfringence magnétique jusqu'au voisinage des bandes d'absorption et à voir en outre si ces bandes d'absorption présentent toujours sous l'influence du champ magnétique le phénomène de Zeeman avec ses caractères habituels. Les deux études seraient nécessaires, parce que, dans la théorie même de l'orientation, on voit facilement que la biréfringence peut croître beaucoup quand on s'approche des bandes d'absorption, sans que celles-ci se décomposent dans le champ magnétique [1].

En attendant que les expériences en question soient faites, nous préférons l'explication plus simple de l'orientation moléculaire, parce qu'elle rend compte de deux faits que, sous sa forme actuelle, la théorie de Voigt n'explique pas : d'abord le rôle prépondérant joué par la structure chimique de la molécule, puis la relation entre les deux sortes de dispersion électrique et magnétique.

**Théorie de Havelock.** — La théorie qu'a proposée Havelock [2] pour la biréfringence magnétique (comme aussi pour la biréfringence électrique et même pour celle des cristaux) est, comme la nôtre, une théorie moléculaire, mais elle s'en distingue nettement : tandis que nous admettons une *orientation* moléculaire, Havelock suppose que, lorsque la biréfringence apparaît, c'est la *distribution* dans l'espace des particules identiques constituant le milieu qui est changée.

C'est en partant de cette hypothèse que Havelock est arrivé à établir théoriquement la relation entre la biréfringence et l'indice de réfraction que nous avons indiquée plus haut, et qui représente, en effet, au moins en première approximation, les résultats expérimentaux. Faut-il en conclure que la théorie de Havelock se trouve ainsi vérifiée ? Il n'en est rien. Havelock s'était demandé lui-même si notre hypothèse et la sienne conduiraient à des résultats différents. Or, en reprenant son calcul et en le présentant seulement sous une forme

---

(1) C'est ce qui arriverait, par exemple, si une molécule possédait des bandes d'absorption qui ne seraient pas à la même place pour les diverses directions de vibration, qui se comporteraient, en d'autres termes, comme ces cristaux uniaxes qui ont un spectre ordinaire et un spectre extraordinaire d'absorption différents.

(2) Havelock, *Proc. Roy. Soc.*, A, t. LXXVII, p. 170; 1906 et A, t. LXXX, p. 28; 1908.

un peu plus générale, nous sommes arrivés à établir de la même façon, en partant de notre hypothèse, cette formule que Havelock déduisait de la sienne.

Nous ne voulons pas reproduire ici ce calcul : nous n'en dirons qu'un mot pour montrer en quoi il diffère légèrement de celui que Havelock a donné : la méthode de Havelock(1) est analogue à celle qu'on emploie quand on établit dans la théorie des électrons pour le cas, par exemple, d'un diélectrique isotrope, l'expression de la constante diélectrique ou encore la loi de dispersion reliant l'indice à la période vibratoire. Havelock fait son calcul en employant une méthode qui lui a été suggérée par un travail de Larmor(2); ce calcul de la constante diélectrique avait d'ailleurs été déjà indiqué par Lorentz (3).

Dans ces calculs, lorsqu'on écrit les équations du mouvement d'un électron, il faut tenir compte d'une partie de la force électrique agissante qui est due aux autres électrons déplacés de leur position d'équilibre. Si l'on appelle $X_1$, $Y_1$, $Z_1$ les composantes de cette force électrique supplémentaire due aux autres électrons, et A, B, C les composantes de la polarisation au point considéré, on est conduit à écrire pour $X_1$, $Y_1$, $Z_1$, des expressions de la forme suivante :

$$X_1 = 4\pi\left(\frac{1}{3} + s_1\right)A, \qquad Y_1 = 4\pi\left(\frac{1}{3} + s_2\right)B, \qquad Z_1 = 4\pi\left(\frac{1}{3} + s_3\right)C,$$

où les quantités désignées par $s_1$, $s_2$, $s_3$ représentent les actions des électrons les plus voisins de l'électron considéré. Ces quantités seraient égales si le milieu était isotrope; nous les supposons *a priori* toutes trois différentes (ou plutôt, si le corps est uniaxe, nous admettons qu'il y a deux coefficients différents à considérer). Nous introduisons ainsi dans le calcul le fait que le milieu est aniso-

(1) Havelock avait d'abord, dans son premier travail (1906), employé une méthode différente. Il généralisait le problème traité par lord Rayleigh des propriétés d'un milieu renfermant des obstacles identiques disposés sur un réseau cubique. Dans le même ordre d'idées, nous rappellerons que Lampa, dans ses mémoires, *Zur Theorie der Dielektrika* (*Wien. Berichte*, CIV, 1895, p. 681 et p. 1209), avait étudié, en généralisant la théorie des diélectriques de Clausius, les propriétés d'un milieu renfermant des particules conductrices en forme d'ellipsoïdes, tous identiques et semblablement orientés. Lampa indique que la considération de molécules en forme d'ellipsoïdes suffit pour expliquer la biréfringence. Il n'avait pas traité la question de la dispersion.

(2) Larmor, *Phil. Trans.*, A, t. CXC, p. 232 ; 1898.

(3) Lorentz, *Arch. Néerl.*, t. XXV, 1895, traduit dans *Ions, Electrons, Corpuscules*, t. I, p. 445 (Paris, Gauthier-Villars, 1905).

trope, sans faire l'hypothèse plus particulière que fait Havelock, hypothèse qui le conduit à poser, en outre, entre les quantités $s_1, s_2, s_3$ une autre relation que nous n'avons pas besoin d'écrire.

Nous arrivons ainsi à la même formule reliant la biréfringence à l'indice :

$$(1) \qquad n_e - n_o = C^{te} \times \frac{(n^2 - 1)^2}{n}.$$

Havelock est conduit, d'autre part, à écrire la relation suivante entre l'indice de réfraction $n$ du milieu à l'état isotrope, et les indices ordinaires $n_o$ et extraordinaire $n_e$ du même milieu biréfringent :

$$(2) \qquad n = \frac{1}{3}(2n_o + n_e).$$

Cette autre relation, comme Havelock l'a fait remarquer, est celle que nous avions trouvée expérimentalement dans le cas des colloïdes présentant le phénomène de Majorana. Est-elle encore valable pour le cas des liquides purs dont il s'agit maintenant? Il faudrait pour le savoir chercher la place qu'occupent les indices $n_e$, $n_o$ par rapport à l'indice primitif $n$, c'est-à-dire résoudre pour le cas de la biréfringence magnétique cette question des *retards absolus* que Kerr et Aeckerlein se sont posée pour la biréfringence électrique : or elle est encore, sinon impossible, du moins difficile à trancher dans le cas des liquides placés dans le champ magnétique.

Même si cette expérience difficile montrait que la formule (2) est encore valable dans ce cas, ce qui est fort possible (1), cela ne permettrait pas de trancher entre les deux hypothèses : orientation ou changement de distribution. Il faut faire appel à d'autres considérations; Lorentz et Larmor ont donné tous deux des raisons pour attribuer l'anisotropie optique, pour une grande part au moins, à autre chose qu'à la distribution des molécules (2). Les propriétés des liquides

(1) D'après Pockels (*Phys. Zeitsch.*, t. IX, p. 315; 1908), cette relation (2) serait valable dans tous les cas où les déformations et les changements optiques sont suffisamment petits. Il la déduit dans le cas du verre comprimé de la théorie de Neumann. Mais, d'après les expériences de Kerr, dans le cas du verre comprimé, un des indices principaux reste inaltéré.

(2) Lorentz (*loc. cit.*, p. 433) a fait remarquer que, si l'on attribue à la structure une influence sensible, les cristaux du système cubique ne devraient pas être isotropes, parce que les diverses directions ne seraient pas toutes équivalentes; Larmor (*loc. cit.*, p. 236) fait remarquer que les phénomènes de pyro et de piézo-électricité montrent que l'orientation moléculaire doit certainement être prise

biréfringents de Lehmann (qui, lors de leur première fusion, ne subissent pas de variation notable de biréfringence, bien que le réseau cristallin soit détruit) viennent, eux aussi, montrer que l'anisotropie des éléments joue dans la biréfringence un rôle beaucoup plus considérable que leur distribution.

Ce qui nous fait penser qu'il en est de même dans le cas des liquides, pour lesquels nous étudions les deux biréfringences électrique et magnétique, c'est que l'explication de Havelock rencontre une difficulté sérieuse, que nous avons déjà signalée à propos de notre étude des colloïdes : un même champ, soit électrique, soit magnétique, peut produire dans différents liquides des biréfringences de signe opposé. Pourquoi alors la biréfringence électrique du sulfure de carbone est-elle positive, tandis que celle du chloroforme est négative ? Pourquoi la biréfringence magnétique de la nitrobenzine est-elle positive, tandis que celle du sulfure de carbone est négative ? Ces deux liquides sont tous les deux diamagnétiques et l'on ne voit pas pour quelle raison, si les molécules pouvaient être assimilées à des corps isotropes, elles se distribueraient, dans les deux cas, d'une manière différente.

Au contraire, ces faits s'interprètent très simplement dans l'hypothèse de l'orientation: De même encore on s'explique qu'un même corps (sulfure de carbone) peut avoir deux biréfringences électrique et magnétique de signe opposé. Une certaine droite prise dans la molécule peut bien, en effet, tendre à s'orienter suivant les lignes de force d'un champ magnétique et se mettre à angle droit des lignes de force du champ électrique. Le résultat très remarquable obtenu par Mc Comb et Skinner, que, dans ce cas encore, les deux biréfringences suivent la même loi en fonction de la longueur d'onde, s'interprète immédiatement dans l'hypothèse de l'orientation, puisque la relation de Havelock est indépendante du signe de la biréfringence.

---

en considération, et il estime qu'elle intervient nécessairement dans l'explication de l'anisotropie. Il ajoute que l'anisotropie des cristaux au point de vue magnétique doit être pratiquement due entièrement à l'orientation moléculaire, car la petitesse de la susceptibilité doit rendre inappréciable l'effet de l'arrangement. Il ajoute enfin qu'il lui paraît possible que le phénomène électro-optique de Kerr soit dû principalement à l'orientation moléculaire et que cette orientation intervienne aussi dans l'explication de la biréfringence produite par des actions mécaniques.

**Conclusions.** — L'ensemble de nos expériences et la discussion que nous venons de résumer nous semblent donc appuyer cette hypothèse de l'orientation moléculaire, que différents physiciens avaient déjà envisagée à propos de questions analogues.

Il conviendra d'examiner son rôle possible dans les autres phénomènes de biréfringence accidentelle. Sur ce rôle, nous ne voulons rien préjuger. Il serait assez séduisant, *a priori*, de trouver dans tous les cas une même explication théorique. C'est ce que cherchait à faire de Metz dans un ouvrage récent (1) ; mais de Metz reconnaît lui-même que nos connaissances expérimentales ne sont pas encore suffisantes pour affirmer que cela est possible. Nous ne prétendons pas du tout que l'orientation moléculaire suffise pour expliquer par exemple la biréfringence du verre comprimé (2), ni même qu'elle rende compte complètement des propriétés des cristaux naturels (3). C'est seulement dans le cas de la biréfringence magnétique et électrique des liquides aromatiques, que nous proposons de l'adopter.

Il nous semble alors que, dans les théories par lesquelles on cherche à expliquer les phénomènes électriques et magnétiques, il y a lieu de supposer une structure des molécules qui soit compatible avec l'existence d'un couple directeur électrique ou magnétique. Si l'on se borne au cas du champ magnétique, l'existence de la biréfringence dans les liquides aromatiques ne paraît pas d'abord conciliable avec la théorie qu'a donnée Langevin (4). Cette théorie, sous la forme que lui a donnée son auteur, ne fait prévoir l'orientation de la molécule dans un champ magnétique uniforme que lorsqu'il s'agit d'une substance paramagnétique. Or, les liquides que

(1) De Metz, *la Double Réfraction accidentelle dans les liquides* (*Scientia*, Paris, Gauthier-Villars, 1905).

(2) Dans un travail dont nous venons d'avoir connaissance, Pockels (*Physik. Zeitsch.*, t. IX, p. 314; 1908) montre non seulement que la *théorie* de Havelock ne peut pas s'appliquer au verre comprimé, mais que la *formule* de Havelock ne s'y applique pas non plus; les expériences récentes faites par lui-même et par Filon sur la dispersion de double réfraction ne s'accordent pas, en effet, avec cette formule. Nous ferons remarquer que le cas du verre comprimé apparaît comme moins simple que celui des liquides purs, puisqu'il s'agit alors d'un mélange et non pas d'une substance chimiquement définie.

(3) Havelock a cherché si sa formule s'appliquait aux cristaux. Nous avons nous-même repris cette comparaison, mais nous renverrons sur ce point à notre travail détaillé. Notons seulement ici que nous avons montré qu'il paraît exister une relation entre les indices du quartz cristallisé et celui du même corps à l'état fondu.

(4) Langevin, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, t. V, p. 70; 1905).

nous étudions sont diamagnétiques : Les susceptibilités de ces corps ont été mesurées par Pascal [1], dans ses recherches sur les propriétés magnétiques des substances organiques.

Mais on peut arriver à expliquer l'orientation d'une molécule diamagnétique par un champ uniforme en modifiant un peu la théorie de Langevin. Celui-ci admet que les électrons qui se trouvent dans une molécule ont leurs orbites orientées d'une façon quelconque sans qu'aucune de leurs directions soit privilégiée. C'est pour cela que le champ extérieur qui change les périodes des électrons sur leurs orbites ne peut exercer aucun couple sur l'ensemble. Mais on arrive à un résultat différent si on laisse de côté cette hypothèse de l'isotropie de l'ensemble, si on considère, par exemple, comme le fait P. Weiss, qui a attiré notre attention sur ce point, le cas de deux électrons seulement qui décrivent, en sens inverse, deux orbites circulaires de même rayon, centrées sur une même droite et parcourues dans le même temps en dehors du champ. Les molécules renfermant un ensemble d'électrons assimilable à ce schéma très simple n'auraient pas par elles-mêmes de moment résultant. Elles seraient diamagnétiques, mais, placées dans un champ extérieur, elles en acquerraient un dont on peut facilement calculer la valeur. Il en résulterait un couple proportionnel au carré du champ, et proportionnel aussi, comme on le voit facilement, à $\sin 2\alpha$, $\alpha$ étant l'angle du champ et de la ligne des centres.

Au moyen de sa théorie, Langevin retrouvait ce résultat classique que les substances diamagnétiques ont des constantes d'aimantation indépendantes de la température. Cela résultait de la non-orientation des molécules sous l'influence du champ. Si l'on admet, au contraire, que les molécules s'orientent, cette invariabilité n'est plus établie théoriquement. Nous sommes donc conduits à nous demander, en partant de nos expériences sur la biréfringence magnétique, si, au point de vue expérimental, cette constance est suffisamment établie. On a trop souvent oublié avec quelle prudence Curie a énoncé ses résultats à ce sujet, sans laisser dans l'ombre les exceptions, et oublié aussi que Faraday trouvait déjà que le couple qu'un champ exerce sur un cristal (diamagnétique) de spath d'Islande varie avec la tem-

---

[1] PASCAL, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XIX, p. 5 ; janvier 1910. — Les valeurs négatives obtenues pour les susceptibilités moléculaires sont même, chose remarquable, supérieures à celles que donnent les règles d'additivité du diamagnétisme atomique.

pérature. Or, un travail récent de du Bois et Honda (1) est venu montrer que cette prudence était justifiée. De même que les éléments diamagnétiques étudiés par du Bois, les substances organiques dont nous nous sommes occupés ont peut-être des coefficients qui changent avec la température. Comme on est conduit à admettre une orientation moléculaire qui est très loin d'être complète, il est possible que les changements auxquels on peut s'attendre soient petits; néanmoins il y aurait quelque intérêt à les rechercher en faisant notamment des mesures des constantes d'aimantation de ces corps à de très basses températures.

On voit qu'au point de vue des idées qu'on peut se faire de la structure des molécules, de leurs éléments de symétrie, l'étude de la biréfringence magnétique, jointe à celle du phénomène de Kerr, pourra fournir quelques renseignements intéressants. Au point de vue pratique, dès à présent, elle fournit aux chimistes un procédé d'étude qui pourra peut-être rendre quelques services, puisque ce phénomène possède ce caractère remarquable qu'on le rencontre dans des classes entières de corps organiques, mais dont la molécule possède certains caractères de structure particuliers.

(Reçu le 20 juillet 1910.)

---

## PRISME A FACES COURBES POUR SPECTROGRAPHE OU SPECTROSCOPE (2);

Par M. Ch. FERY.

### I

Les spectrographes ont presque complètement remplacé les spectroscopes dans les recherches chimiques ; ils présentent sur ces derniers appareils l'avantage précieux d'inscrire les résultats obtenus. Par la photographie sur la même plaque du spectre du fer dont les raies ont été soigneusement repérées, on rend inutile l'emploi du classique micromètre.

---

(1) Du Bois et Honda, *Proceed. d'Amsterdam*, séance du 29 janvier 1910, vol. XII, p. 596.

(2) Séance du 4 mars 1910.

Les mesures de longueur d'onde des raies du métal ou du corps étudié se font alors avec beaucoup de précision, en mesurant le cliché obtenu au moyen d'une petite machine à diviser. Les raies du fer étant très nombreuses et très fines, on obtient facilement, par interpolation, la longueur d'onde des raies inconnues qui se trouvent encadrées par celles du spectre étalon.

C'est dans les régions bleue, violette et ultra-violette que l'emploi de ces appareils est tout indiqué, étant donné les radiations pour lesquelles sont sensibles les plaques photographiques ordinaires.

Dans ces régions aussi, la dispersion de presque toutes les substances réfringentes est considérable et le grand étalement du spectre obtenu est très favorable à la précision des mesures.

La région facilement photographiable est comprise entre 5 000 et 2 200 U. A. Pour atteindre ces dernières longueurs d'onde, il faut avoir recours au quartz qui ne les absorbe pas.

## II

Le spectrographe le plus généralement employé est constitué par un ou deux prismes de quartz de 60° placés au minimum de déviation pour la région moyenne photographiée, et taillées de telle sorte que la direction générale du faisceau soit parallèle à l'axe du quartz. Si on emploie un prisme unique, on devra le constituer par la réunion de deux prismes de 30°, l'un droit et l'autre gauche, l'indice des circulaires droit et gauche étant légèrement différent (prisme de Cornu).

Pour augmenter l'étalement du spectre, le quartz ayant un pouvoir dispersif qui n'est que le tiers environ de celui du flint, on se sert de lentilles à long foyer (de l'ordre de $0^m,50$ à 1 mètre), ces lentilles étant taillées perpendiculairement à l'axe dans des cristaux de rotation contraire.

Généralement ces lentilles ne sont pas achromatiques ; la fluorine ou le spath d'Islande sont en effet les deux seules matières qu'il soit possible d'associer au quartz sans augmenter l'absorption dans l'ultra-violet ; or ces matières sont rares et d'un prix élevé, et le spath a en outre une double réfraction prononcée, gênante pour cette application.

Il résulte de ce défaut d'achromatisme que le foyer des rayons ultra-violets est beaucoup plus court que celui des rayons lumineux,

et que le châssis photographique doit faire avec la direction du faisceau issu de la seconde lentille un angle assez aigu.

Cet angle, que nous allons calculer dans le cas d'un spectographe à un seul prisme, est évidemment indépendant du foyer des lentilles.

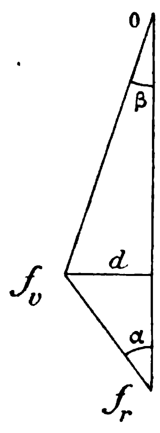



Fig. 1.

En effet, soit O (*fig.* 1) le centre optique de l'ensemble des deux lentilles entre lesquelles est placé le prisme, β l'angle de dispersion entre deux longueurs d'onde $\lambda_v$ et $\lambda_r$ et $f_v$ et $f_r$ les foyers violet et rouge de ces deux radiations.

On a

$$(1) \qquad \frac{\operatorname{tang}\alpha}{\operatorname{tang}\beta} = \frac{\dfrac{d}{f_r - f_v}}{\dfrac{d}{f_v}} = \frac{f_v}{f_r - f_v}.$$

Le « foyer chimique » $f_r - f_v$ est facile à calculer pour une des lentilles, en partant des formules connues :

$$\frac{1}{f_v} = (n_v - 1) \sum \left(\frac{1}{R}\right)$$

et

$$\frac{1}{f_r} = (n_r - 1) \sum \left(\frac{1}{R}\right).$$

Pour l'ensemble des deux verres, il sera évidemment double, et l'équation (1) deviendra

$$\frac{\operatorname{tang}\alpha}{\operatorname{tang}\beta} = \frac{f_r}{2(f_r - f_v)}.$$

Si nous prenons, pour obtenir ce rapport, les deux radiations extrêmes dont les indices ordinaires sont pour le quartz :

Raie A....... $n_r = 1.539$,
— P....... $n_v = 1.568$,

on trouve

$$\frac{\tang \alpha}{\tang \beta} = 9,25.$$

Calculons $\beta$ :

$$n_r \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_r}{2},$$
$$n_v \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_v}{2},$$

ou pour le quartz :

$$1,539 \times 0,5 = 0,7695 = \sin \frac{A + \delta_r}{2} = \sin 50^\circ \frac{2}{100},$$
$$1,568 \times 0,5 = 0,7840 = \sin \frac{A + \delta_v}{2} = \sin 51^\circ \frac{60}{100}.$$

La différence $51,60 - 50,02 = 1^\circ \frac{58}{100}$ représente donc $\frac{1}{2}(\delta_v - \delta_r)$.

L'angle de dispersion du prisme de 60 est donc

$$\beta = 2 \times 1^\circ \frac{58}{100} = 3^\circ \frac{16}{100}.$$
$$\tang \beta = 0,056$$

et

$$\tang \alpha = 0,056 \times \frac{2(f_r - f_v)}{f_v} \quad \text{ou} \quad 9,25 = 0,508,$$

d'où

$$\alpha = 27^\circ.$$

C'est donc sous cet angle très faible de 27°, soit 63° avec la normale à la plaque, que les rayons rencontrent cette dernière.

De plus les divers foyers colorés sont répartis sur une surface courbe, ce qui oblige à fléchir la plaque ou employer des pellicules, afin d'épouser le mieux possible la forme de la diacaustique.

Cette grande inclinaison du châssis photographique a pour résultats de multiplier la dispersion par $\frac{1}{\sin 27^\circ} = 2,2$, mais elle offre l'inconvénient de multiplier par le même facteur l'étalement des raies provenant d'une mise au point incorrecte.

Cette remarque explique l'instabilité du réglage des spectro-

graphes, et montre combien leurs divers éléments doivent être assemblés d'une façon rigide, si on veut obtenir un réglage stable.

Ajoutons à ces quelques critiques d'autres provenant de l'encombrement, du prix élevé de ces appareils, et aussi des pertes de lumière éprouvées par le passage des rayons dans ces divers milieux. Enfin le réglage de ces appareils, bien que très connu, n'en reste pas moins une opération longue et méticuleuse et qui ne peut que se faire par tâtonnements, tant en ce qui concerne l'inclinaison du châssis que la courbure qu'il faut lui donner.

## III

C'est pour essayer d'échapper à ces diverses critiques que j'ai combiné un spectrographe basé sur l'emploi d'un prisme à faces courbes spécialement construit et dont je vais donner la description.

Il est admis que, pour obtenir un spectre pur, il est nécessaire de faire tomber sur un prisme, placé au minimum de déviation, un faisceau de rayons *parallèles*. La source est une fente aussi étroite que possible, disposée parallèlement à l'arête réfringente et placée au foyer principal de la lentille collimatrice. Une seconde lentille, recevant les divers faisceaux parallèles monochromatiques, en donne, dans son plan focal, une image nette.

On peut énoncer d'une façon plus générale que, pour obtenir un spectre pur, il faut et il suffit que les angles d'incidence des divers rayons incidents soient égaux ; il doit en être de même pour les angles d'émergence de tous les rayons d'une même longueur d'onde.

Cette condition est évidemment remplie par le prisme à faces planes usuellement employé, mais on peut imaginer d'autres solutions satisfaisant également cette condition et réalisant aussi celle du minimum de déviation : angles d'incidence et d'émergence égaux.

Soit en effet R, le rayon de courbure de la face d'incidence d'un prisme MPQN (*fig.* 2).

Menons les droites PC et QC, faisant avec les normales aux points d'incidence des angles égaux $i$ ; au point C d'intersection de ces deux droites sera placée la fente.

La condition indiquée sera remplie par tous les rayons issus de C et venant frapper le prisme.

Imaginons que la radiation monochromatique choisie soit telle qu'on ait $\sin i = n_\lambda \sin r$.

A l'angle d'incidence $i$ correspondra donc un angle $r$ et en prolongeant les deux rayons ainsi réfractés en P et Q, nous obtiendrons au point d'intersection B le centre de courbure de la seconde surface MN d'un prisme à faces courbes. Cette dernière surface sera argentée ou étamée pour augmenter son pouvoir réflecteur, et les rayons réfractés, après s'être tous réfléchis normalement sur la surface MN, reviendront faire un *foyer exact* sur la fente même.

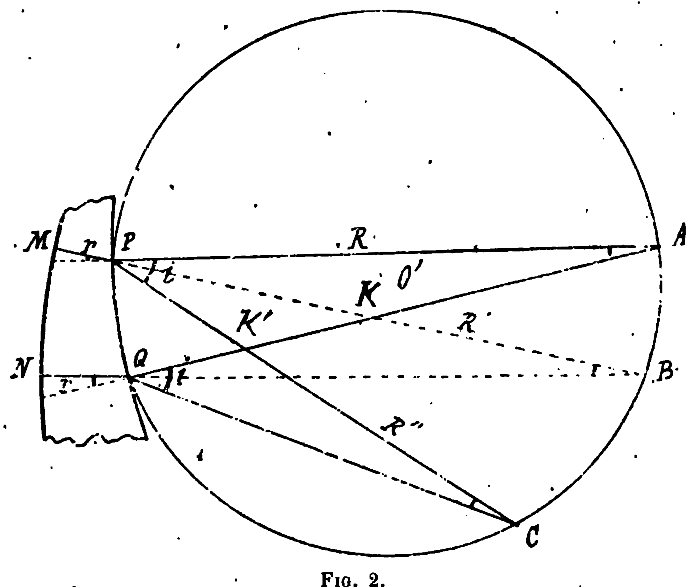



Fig. 2.

Si la radiation choisie était hétérogène, les angles de réfraction seraient différents pour chaque couleur, mais égaux entre eux sur toute la surface du prisme pour une même couleur. Après réflexion sur la surface MN, les divers rayons de chaque faisceau monochromatique subiraient donc tous le même angle de réfraction à la sortie et seraient amenés à un foyer exact dans le voisinage de la fente.

Il est facile de voir sur la figure que les angles A, B et C sont égaux. En effet les deux triangles qui ont comme sommet commun le point K' d'intersection des droites PC et QA et comme autre sommet les points P, A, C et Q sont semblables : ils ont un angle opposé par le sommet K' et deux angles égaux à $i$ par construction; donc $\widehat{A} = \widehat{C}$. On démontrerait de même que $\widehat{A} = \widehat{B}$ et aussi que tous

les faisceaux monochromatiques concentrés dans le voisinage de C se coupent sous ce même angle.

On peut donc faire passer un cercle par les points P, Q, C, B et A. Il en résulte que la fente, le spectre et les centres de courbure des deux surfaces du prisme sont sur un même cercle tracé sur le rayon de la surface d'entrée comme diamètre. La distance PQ étant faible par rapport aux distances R, R′ et R″, on a très sensiblement :

$$R' = R \cos r,$$
$$R'' = R \cos i,$$

relations qui permettent de calculer les rayons de courbure et le foyer du prisme connaissant son angle $r$ et son indice $n$ $\sin r = \sin i$.

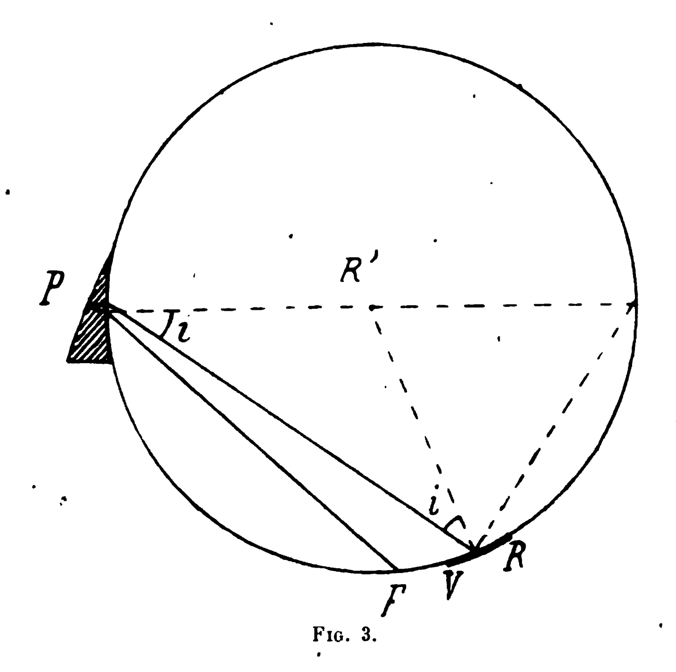



Fig. 3.

Afin de simplifier le montage de l'appareil, on choisit un angle d'incidence $i$ plus grand que celui produisant la réflexion normale à la surface argentée. A l'angle d'incidence $i + di$ correspond un angle de réfraction $r + dr$, et tous les rayons de chaque faisceau monochromatique se réfléchissent sur la face MN en subissant une déviation égale à $180° - 2dr$ ; ils sortent donc tous en faisant le même angle d'émergence $id - i$ et viennent se couper en un foyer exact sur

le cercle passant par les centres de courbure des deux faces sphériques limitant le prisme.

Il est facile de voir d'ailleurs que la dispersion obtenue est indépendante de la position du spectre sur le cercle.

Cette dispersion est égale à $\delta$ (angle des rayons extrêmes du spectre), multiplié par la distance du sprime à la plaque photographique, et elle est divisée par le cosinus de l'angle sous lequel ces rayons frappent la plaque (*fig.* 3) :

$$l = \frac{\delta \times \mathrm{PR}}{\cos i}.$$

Or

$$\mathrm{PR} = \mathrm{R}' \cos i.$$

Donc V (longueur du spectre photographié)

$$\frac{\delta \times \mathrm{R}' \cos i}{\cos i} = \delta\mathrm{R}' = \mathrm{C^{te}}.$$

*Astigmatisme du système.* — Le foyer conjugué d'un point de la fente obtenu par un faisceau étroit *parallèle* à l'arête du sprime n'est évidemment pas le même que celui calculé précédemment.

Il en résulte, comme dans le cas du réseau concave de Rowland, un certain astigmatisme.

Les conséquences de cet astigmatisme sont diverses.

Il présente le défaut de rendre plus difficile l'emploi des spectres de comparaison.

J'ai tourné la difficulté en limitant le spectre par un écran mobile verticalement et percé d'une fenêtre horizontale. En déplaçant cet écran d'une quantité égale à la largeur de la fente qu'il porte, on peut faire poser sur une même plaque le spectre de comparaison à côté du spectre inconnu, et cela sans changer la position de l'image de la source lumineuse sur la fente.

L'image d'un point tombant sur la fente fournit, en effet, un spectre de lignes.

L'astigmatisme présente en revanche l'avantage de ne pas amener à un foyer les poussières de la fente, ce qui occasionne ces lignes longitudinales dans le spectre qui sont si désagréables. La *fig.* 4 est une photographie de l'appareil réalisé sur ce principe. Il a l'avantage d'avoir peu d'encombrement : un socle en fonte supporte la fente, le prisme et le porte-châssis et peut être recouvert d'une

caisse s'opposant à l'introduction de la poussière dans l'appareil et de la lumière étrangère pendant la pose.

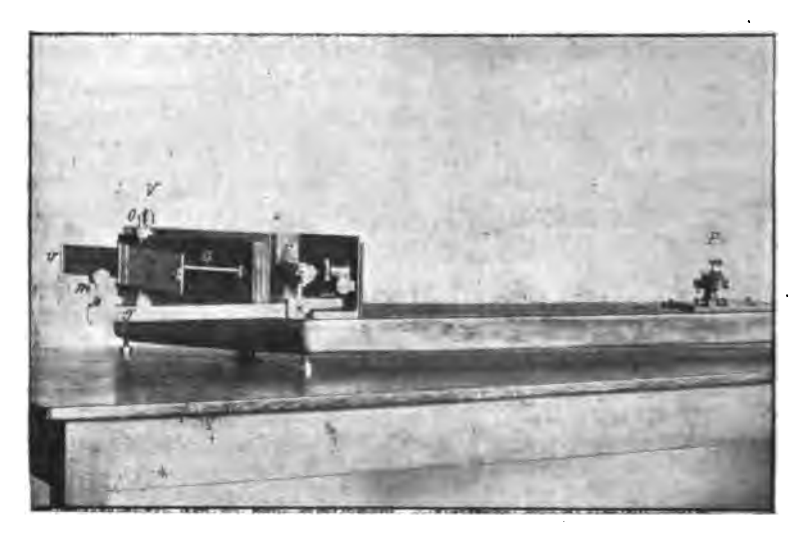


Fig. 4.

Le foyer choisi est de 1 mètre, ce qui correspond pour le quartz (prisme de 30°) à la même dispersion que celle d'un spectrographe ayant des lunettes de 80 centimètres de longueur et un prisme de 60°.

En réalité la dispersion est même plus grande et devrait correspondre à un spectrographe dont le collimateur et la lunette auraient 1 mètre de longueur focale ; mais, dans ces derniers appareils, comme nous l'avons vu, l'inclinaison du châssis avec le faisceau est de 27° : elle est ici de 39°, soit 51° avec la normale.

Le spectrographe ordinaire multiplie donc la dispersion par

$$\frac{1}{\sin 27} = 2,2.$$

Elle n'est multipliée ici que par $\frac{1}{\sin 39} = 1,59.$

Il a été impossible de reproduire ici le spectrogramme en vraie grandeur, donné par cet appareil ; sa longueur atteint, en effet, 220 millimètres. La définition est très bonne sur toute l'étendue de la plaque employée (24 centimètres de longueur).

IV

*Application de ce prisme à la construction d'un spectroscope.*

Il suffit de remplacer le porte-châssis par une glissière munie d'un vernier et portant l'oculaire.

Le spectre visible a 9 centimètres avec un prisme en flint de 1 mètre de foyer ; un vernier à $\frac{1}{20}$ de milimètre permet donc de mesurer les longueurs d'onde à 1 unité d'Angström.

---

## CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DÉTECTEURS A CONTACTS SOLIDES [1] ;

Par M. C. TISSOT.

On sait que l'on se sert avec succès depuis un certain temps, dans les réceptions radiotélégraphiques, de détecteurs à contacts solides que l'on associe à un téléphone. Ces détecteurs, dont la sensibilité est parfois supérieure à celle des meilleurs électrolytiques, peuvent être généralement employés sans source auxiliaire, ce qui en rend le montage particulièrement simple.

Le phénomène qui prend naissance dans ces détecteurs sous l'effet des oscillations et qui permet la réception des signaux au son a donné lieu à des interprétations bien distinctes. Tandis que certains expérimentateurs attribuaient à ce phénomène un caractère purement thermo-électrique, d'autres expérimentateurs l'expliquaient par une *conductibilité unilatérale* de la substance même, ou par un phénomène de *polarisation* analogue à celui qui se produit dans le détecteur électrolytique, et rejetaient toute interprétation thermo-électrique. Ces assertions me paraissent l'une et l'autre trop absolues si on les applique à *tous* les détecteurs à contacts solides sans exception. Les expériences que je poursuis depuis un an m'ont conduit à admettre qu'il existe en réalité deux catégories distinctes de détecteurs solides : les détecteurs thermo-électriques et les détecteurs à effet *apparent* de soupape.

Les détecteurs que j'ai signalés à diverses reprises comme justiciables de l'interprétation thermo-électrique présentent un ensemble de caractères qui les différencient nettement des autres.

Pour ne citer que les plus saillants, j'indiquerai : 1° le fait que la

---

[1] Séance du 18 mars 1910.

sensibilité y est liée essentiellement à la valeur du *pouvoir thermo-électrique* du contact et à la forme même de ce contact. Même avec des substances convenablement choisies dans la chaîne thermo-électrique, le détecteur n'est sensible que si le contact a lieu par une pointe ou une arête vive ; 2° le fait que l'application d'une f. é. m. auxiliaire, quel qu'en soit le sens, amène toujours une diminution de la sensibilité ; 3° le fait que le *sens* du courant, qui prend naissance lors du passage des oscillations dans le détecteur, dépend du signe du pouvoir thermo-électrique du contact et peut, par suite, être prévu *a priori*.

On obtient notamment des courants de sens opposés selon que l'on intercale dans le circuit de réception un contact métal-tellure, ou un contact métal-chalcopyrite, c'est-à-dire que l'on associe un métal (qui occupe en général le milieu de la chaîne thermo-électrique) à des corps qui en occupent les extrémités *opposées*.

Dans les détecteurs de l'autre catégorie, on ne rencontre rien d'analogue.

1° La sensibilité n'est nullement en rapport avec la valeur du pouvoir thermo-électrique du contact, et ces détecteurs sont souvent constitués avec des substances dont les pouvoirs thermo-électriques ne sont pas exceptionnellement élevés ; 2° la forme du contact est généralement indifférente, au point que l'on peut obtenir des détecteurs très sensibles en prenant de larges plaques polies comprises entre des disques métalliques plans ; 3° l'application d'une f. é. m. auxiliaire de *sens convenable* augmente toujours la sensibilité du détecteur : cette sensibilité passe par un maximum pour une certaine valeur de la f. é. m. appliquée.

Comme types de détecteurs de la première catégorie, je citerai les contacts métal-sulfure de cuivre ; métal-tellure ; métal-bioxyde de manganèse.

Comme types de la seconde, je prendrai le *Périkon* de Pickard (zincite-chalcopyrite) ; les contacts métal-molybdénite et métal-carborundum.

*Caractéristique.* — Tous ces détecteurs de la seconde catégorie présentent un caractère commun : si on les intercale dans un circuit qui comprend une f. é. m. constante, l'inversion du signe de la f. é. m. donne naissance à des courants de sens opposés de valeurs généralement très inégales.

C'est le fait expérimental qu'ont traduit certains expérimentateurs en parlant de *conductibilité unilatérale ;* nous reviendrons

ultérieurement sur cette notion. En fait, ces contacts se comportent comme des conducteurs qui ne suivent pas la loi d'Ohm.

Si l'on applique à l'un de ces contacts une force électromotrice croissante et que l'on trace une courbe en portant en ordonnées les valeurs de la force électromotrice appliquée, et en abscisses les valeurs correspondantes du courant, on obtient une *caractéristique* dont l'allure générale est toujours la même (que l'on prenne le contact sous la forme pointe sur plan, arête sur plan, ou plan sur plan).

C'est une courbe qui se compose de deux branches hyperboliques toujours dissymétriques, et dont les courbures sont de sens contraires ; elle présente en général deux sommets où le rayon de courbure varie d'une manière plus ou moins brusque en passant par un minimum et un point d'inflexion au voisinage de l'origine.

Voici — à titre d'exemples — quelques caractéristiques relevées avec divers contacts.

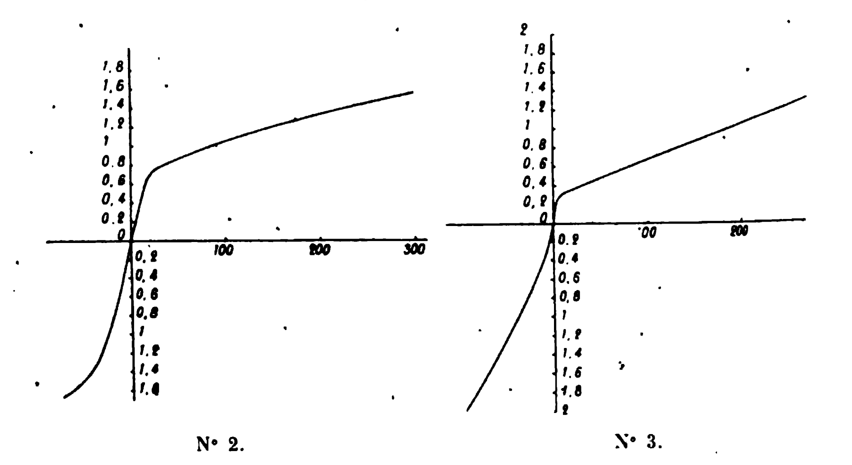
N° 1. — Fragment de carborundum entre disques de laiton.

| Force électromotrice appliquée | Courant en $10^{-6}$ ampère (+) | (—) |
|---|---|---|
| $0^v,2$ | 2 | 2 |
| $0^v,4$ | 5 | 5 |
| $0^v,6$ | 12 | 10 |
| $0^v,8$ | 28 | 25 |
| $1^v$ | 52 | 48 |
| $1^v,2$ | 96 | 90 |
| $1^v,4$ | 160 | 135 |
| $1^v,6$ | 245 | 190 |
| $1^v,8$ | 350 | 260 |

N° 1.

N° 2. — Pointe de cuivre sur plan de molybdénite

| Force électromotrice appliquée | Courant en $10^{-6}$ ampère | |
|---|---|---|
| $0^{v},2$ | 0,5 | 0,5 |
| $0^{v},4$ | 2 | 2 |
| $0^{v},6$ | 10 | 4 |
| $0^{v},8$ | 34 | 6 |
| $1^{v}$ | 65 | 8 |
| $1^{v},2$ | 100 | 11 |
| $1^{v},4$ | 140 | 15 |
| $1^{v},6$ | 180 | 20 |




N° 2. N° 3.

N° 3. — Zincite-chalcopyrite (Périkon).

| Force électromotrice appliquée | Courant en $10^{-6}$ ampère (+) | (—) |
|---|---|---|
| $0^{v},2$ | 3 | 2 |
| $0^{v},4$ | 38 | 10 |
| $0^{v},6$ | 80 | 19 |
| $0^{v},8$ | 130 | 30 |
| $1^{v}$ | 185 | 38 |
| $1^{v},2$ | 248 | 50 |
| $1^{v},4$ | 310 | 60 |
| $1^{v},6$ | 370 | 70 |

On voit que la dissymétrie est souvent notable. Avec le contact n° 2 (pointe de métal — molybdénite), sous un voltage de 1,4, le cou-

rant a une valeur près de 10 fois plus forte dans un sens que dans l'autre. Cette dissymétrie est parfois encore plus accusée.

Indépendamment de toute théorie, le fait que ces contacts n'obéissent pas à la loi d'Ohm suffit à lui seul à donner une explication simple du phénomène de la réception *au son*, c'est-à-dire de la production d'un courant *continu*, lorsqu'ils se trouvent soumis à l'action d'un courant *oscillatoire*.

La forme de la caractéristique peut être traduite en représentant l'intensité du courant dans le contact par une fonction croissante de la force électromotrice appliquée :

$$I = f(E) = aE + bE^2 + \dots$$

Si cette force électromotrice est oscillatoire — supposons-la simplement périodique, — de la forme $E = E_0 \sin \omega t$, l'intensité *moyenne* du courant pendant la durée d'une période prend une valeur :

$$I_m = \frac{1}{T}\int_0^T f(E)\,dt = \frac{1}{T}\int_0^T aE_0 \sin \omega t\,dt + \frac{1}{T}\int_0^T bE_0^2 \sin^2 \omega t\,dt + \dots$$

ou

$$I_m = \frac{1}{2} bE_0^2 + \frac{1}{2}\cdot\frac{3}{4} dE_0^4 + \dots$$

et se trouve représentée par une fonction paire de l'amplitude. Le courant *alternatif* donne donc naissance à un courant *continu*, c'est-à-dire qu'il se produit une *rectification* apparente du courant oscillatoire auquel est soumis le contact.

Cette *rectification* peut être plus ou moins parfaite, et la sensibilité du contact employé comme détecteur peut être plus ou moins grande, selon la *forme* de la caractéristique et la région utilisée de cette caractéristique.

Il est facile de prévoir comment variera la sensibilité avec la forme de la courbe.

Si la force électromotrice appliquée E oscille entre $E + \Delta E$ et $E - \Delta E$, l'intensité moyenne $I_m$ aura pour valeur :

$$I_m = \frac{1}{2}[f(E + \Delta E) + f(E - \Delta E)] = I + \frac{1}{2} f''(E)\,\overline{\Delta E}^2.$$

Et les valeurs le plus grandes de l'intensité moyenne, c'est-à-dire de l'effet *rectifiant* (ou de l'effet à la *réception* pour un détecteur) de-

vront correspondre aux points de la caractéristique pour lesquels $f''$ (E) passe par un maximum : ce sont dans le cas présent les régions voisines du minimum du rayon de courbure, c'est-à-dire des *sommets* de la caractéristique.

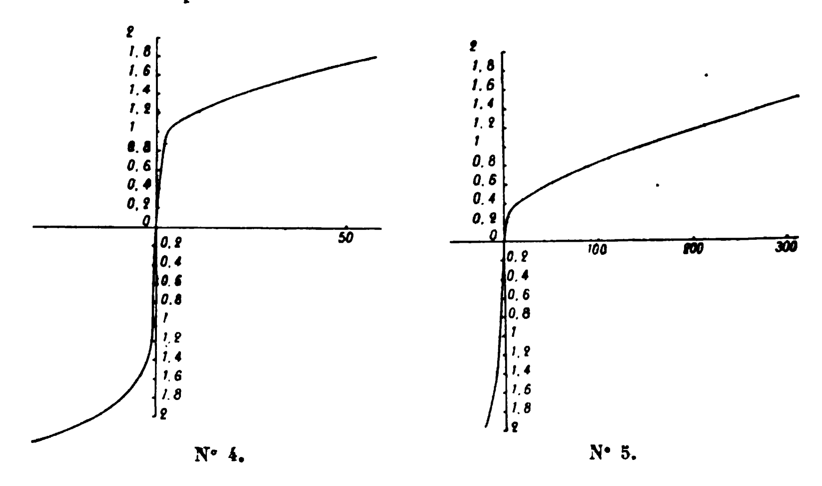
L'expérience confirme ces prévisions :

Elle montre que la sensibilité du détecteur passe bien par un *maximum* au voisinage des *sommets* de la caractéristique, par un *minimum* au point d'inflexion (minimum sensiblement nul), et qu'elle va en décroissant d'une manière plus ou moins rapide quand on s'éloigne des sommets vers les branches asymptotiques. Ces vérifications peuvent être opérées aisément en recevant *au son* des séries d'émission bien constantes.

On les effectue d'une manière plus précise en substituant au récepteur téléphonique dans le circuit de résonance un galvanomètre sensible qui permet d'obtenir des évaluations *quantitatives*.

Il est facile de comparer ainsi, soit les sensibilités d'un même contact sous différents régimes, soit les sensibilités de contacts différents.

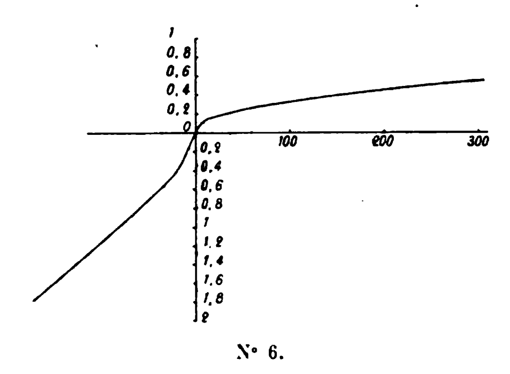
C'est ainsi qu'ont été obtenus les résultats suivants.




N° 4. N° 5.

Le contact (carborundum-acier), qui donne la caractéristique n° 4 présente deux maxima de sensibilité, l'un pour $+ 1^v,30$, l'autre pour $- 1^v,70$ (les signes $+$ et $-$ indiquant que la f. é. m. appliquée est de sens opposé), et un minimum sensiblement nul quand il n'y a pas de f. é. m. appliquée.

De même, les contacts que donnent les caractéristiques n° 5 (molybdénite-cuivre) et n° 6 (zincite-sulfure de cuivre) présentent, employés comme détecteurs, des maxima de sensibilité très marqués, le premier pour une f. é. m. appliquée de + 0$^v$,30, le second pour une f. é. m. appliquée de + 0$^v$,15.




N° 6.

On trouve enfin un minimum de sensibilité très nette pour un voltage de + 0$^v$,20 avec le contact (molybdénite-cuivre) — qui donne la caractéristique n° 7.

Les courbes montrent que ces maxima correspondent bien aux sommets respectifs des caractéristiques.

*Influence de la pression.* — Toutes les circonstances qui modifient les propriétés du contact sont traduites par des modifications importantes de la forme de la caractéristique.

J'ai étudié plus particulièrement à ce point de vue l'influence de la *pression* exercée sur le contact, et celle de la *température*.

L'accroissement de pression se traduit sur la caractéristique ainsi que le montrent les courbes n° 8, n° 9 et n° 10 :

1° Par l'accroissement de l'inclinaison de la tangente à l'origine;

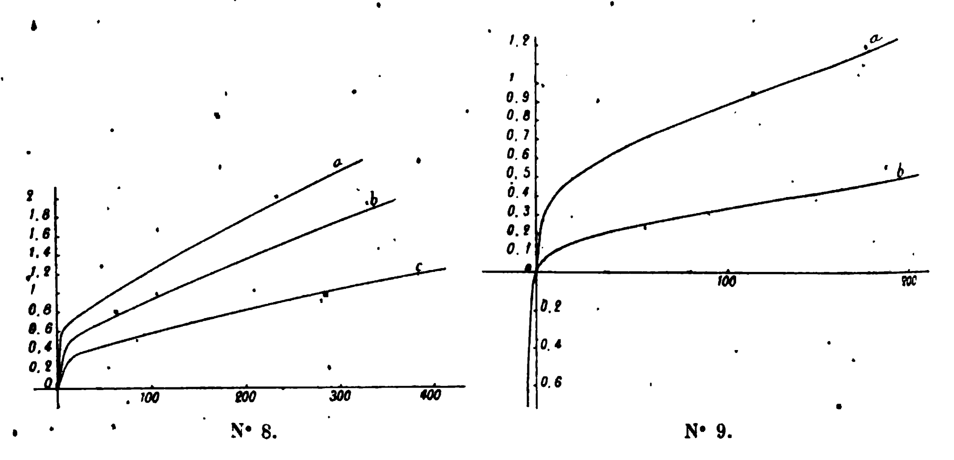
2° Par le rapprochement des sommets de l'axe des abscisses ;

3° Par l'accroissement plus ou moins considérable du rayon de courbure au sommet.

Il en résulte *en général* une diminution de la sensibilité. C'est ce qui se produit notamment avec le contact n° 10 (molybdénite-laiton) où le coude du sommet devient de moins en moins accentué à mesure que la pression augmente.

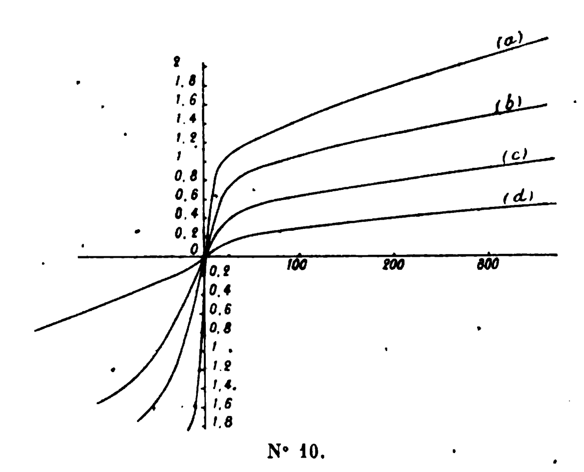
En revanche, il arrive souvent que le fonctionnement du contact

comme détecteur se trouve amélioré par un accroissement modéré de pression quand on l'emploie *sans source auxiliaire*, à cause du rapprochement du sommet de la caractéristique de l'axe des abscisses.




N° 8. N° 9.

Les caractéristiques n° 8 (oxyde de zinc fondu-laiton) et n° 9 (zincite-chalcosine) montrent comment se déplace le sommet quand la pression va en augmentant (de la courbe *a* à la courbe *c*).




N° 10.

Le maximum de sensibilité se déplace en même temps. On constate par exemple, pour les courbes n° 8, que ce maximum, qui se

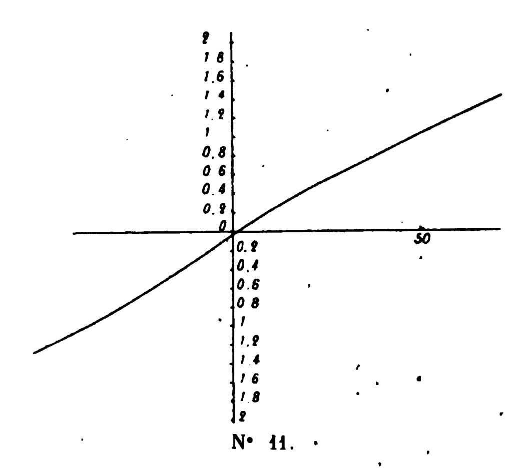
produit pour une f. é. m., appliquée de $0^v,60$ (courbe *a*), n'a plus lieu que pour $0^v,40$ (courbe *b*) et pour $0^v,25$ (courbe *c*).

L'effet est encore plus marqué avec le contact (zincite-chalcosine) qui donne les courbes n° 9. Le sommet se trouvant reporté par l'augmentation de pression tout près de l'origine, le maximum de sensibilité se produit alors quand le contact est employé sans source auxiliaire.

On peut remarquer en outre, dans le cas présent, que la pression n'a pas sensiblement modifié la courbure au sommet ; l'effet de l'accroissement de pression se traduit donc ici par une amélioration des qualités du contact en tant que détecteur.

La déformation de la caractéristique se produit dans le même sens pour toutes les substances et toutes les formes de contact (pointe sur plan, arête sur plan, ou plan sur plan).

Quand la pression augmente, la région à inflexion tend toujours en définitive à s'atténuer de plus en plus, de sorte que, pour une pression suffisante (plus ou moins forte, selon la nature du contact). la caractéristique finit par se confondre sensiblement avec une droite. Les courbes n° 10 et n° 11, qui se rapportent à un même échantillon de molybdénite serré entre pinces de laiton, montrent comment se



N° 11.

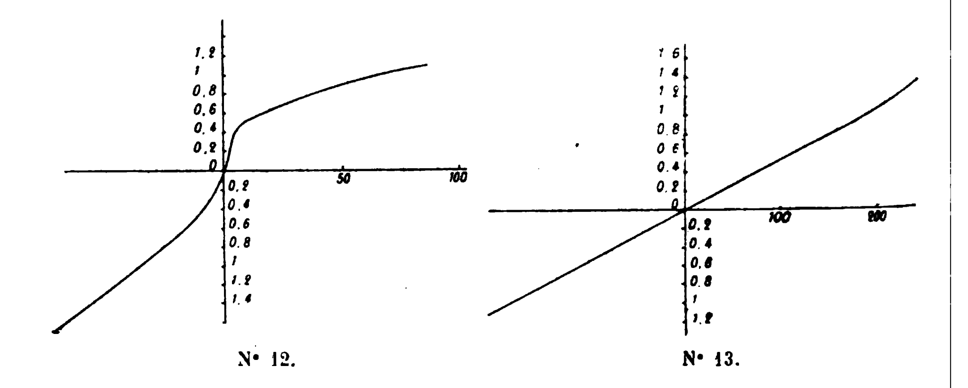
produit la déformation progressive de la caractéristique. Quand elle se confond avec une droite, le contact suit la loi d'Ohm et l'expérience montre que la sensibilité du détecteur devient *nulle*.

Les fortes pressions qu'il faut pour obtenir ce résultat ne peuvent

en général être réalisées avec des contacts qui présentent des points ou des arêtes vives, car les substances se trouvent écrasées avant que la pression n'atteigne la valeur voulue. Pour les obtenir, il convient de prendre les substances sous forme de lames ou de plaques polies que l'on serre fortement entre des mâchoires métalliques, ou que l'on comprime entre deux disques plans.

*Influence de la température.* — Quand on échauffe un contact, la caractéristique se déforme, et cette déformation se produit dans le même sens que par l'accroissement de la pression. Une élévation de température modérée provoque en général une déformation plus complète qu'une pression même énergique.

Un fragment de molybdénite serré entre pinces de laiton a donné à 20° la caractéristique n° 12 et, à 100°, la courbe n° 13, c'est-à-dire une droite.




N° 12. N° 13.

L'observation directe montre d'autre part que la sensibilité de tous ces contacts va toujours en diminuant quand la température augmente, pour s'annuler lorsqu'elle atteint une certaine valeur. Le fait est des plus frappants avec un contact (zincite-mercure) ou molybdénite-mercure. Ces contacts présentent une grande dissymétrie. On les obtient en immergeant de plusieurs millimètres dans du mercure un fragment de zincite bien poli ou une lame de molybdénite [1]

Quand on élève la température du contact, la dissymétrie s'atté-

[1] La lame de zincite ou de molybdénite métallisée à l'une des extrémités où elle est saisie par une pince est immergée à l'autre extrémité dans du mercure *très propre* contenu dans un godet de fer qui constitue la seconde électrode.

nue rapidement pour reparaître intégralement à la température primitive, si l'élévation de température n'a pas été trop considérable.

Dans le cas contraire, la dissymétrie disparaît complètement *pour ne plus reparaître* après refroidissement.

*Cohération.* — L'effet produit par une élévation suffisante de température doit être considéré comme une véritable *cohération*. On obtient un effet tout à fait analogue quand on fait éclater une étincelle au voisinage d'un contact solide ou, plus généralement, qu'on le soumet à l'action d'une oscillation énergique.

Pour rétablir la dissymétrie détruite (c'est-à-dire la faculté de *rectification*), il faut soumettre le détecteur à un choc plus ou moins violent ou, parfois même, séparer complètement les corps en contact (¹). Les contacts de la seconde catégorie sont donc susceptibles de se comporter comme de véritables *cohéreurs*.

*Interprétation des phénomènes.* — Bien que les pouvoirs thermo-électriques des substances capables de constituer des détecteurs de la seconde catégorie aient toujours des valeurs notables, ils ne paraissent pas en général *exceptionnellement* élevés.

Nous avons étudié à ce point de vue ces diverses substances (²). Voici à titre d'exemple quelques-unes des valeurs obtenues. On doit les considérer seulement en tant *qu'ordre de grandeur*, car ces valeurs sont très variables avec les échantillons.

POUVOIRS THERMO-ÉLECTRIQUES EN MICROVOLTS A 20° (rapportés à l'étain)

| | |
|---|---|
| Chalcopyrite | — 380 |
| Bioxyde de manganèse | — 260 |
| Zincite | — 65 |
| Oxyde de zinc fondu | — 50 |
| Mólybdénite | + 130 |
| Molybdénite | + 85 |
| Chalcosine | + 250 |
| Sulfure de cuivre | + 270 |

(¹) Le fait est bien connu des praticiens qui se servent de contacts solides comme détecteurs dans les postes de T. S. F. Pour éviter une cohération fortuite pendant l'*émission* des signaux dans le poste même, il convient de protéger le détecteur en le mettant en *court-circuit*, ou mieux, en l'enfermant dans une enveloppe métallique complètement close.

(²) La substance est prise sous forme de plaque épaisse à faces parallèles bien dressées. L'une des faces repose sur la paroi plane d'une boîte métallique dans laquelle circule un courant d'eau et conserve une température constante. Sur l'autre face repose une électrode cylindrique métallique dont on élève la tempé-

Ainsi, ni la molybdénite ni surtout la zincite, qui sont pourtant susceptibles de fonctionner comme détecteurs des *plus sensibles* ne présentent de pouvoirs thermo-électriques comparables à ceux de la chalcopyrite et du sulfure de cuivre, qui constituent des détecteurs *moins sensibles* vraisemblablement justiciables de l'interprétation thermo-électrique [1].

En tous cas, il n'y a pas de relation définie entre le sens du courant *redressé* qui prend naissance dans un contact de la seconde catégorie sous l'action d'un courant oscillatoire, et le signe de la force électromotrice thermo-électrique. Il résulte, par exemple, des observations de Pierce sur la molybdénite que le sens du courant *rectifié* et celui du courant thermo-électrique sont souvent *opposés*, soit que l'on opère en échauffant le contact par-dessus ou par-dessous. Nous avons fait des constatations analogues avec la zincite et l'oxyde de zinc fondu.

L'interprétation thermo-électrique des phénomènes doit certainement être rejetée pour les contacts de la seconde catégorie. La dissymétrie du courant n'est d'ailleurs nullement liée à la forme du contact. On obtient des caractéristiques tout à fait analogues et des détecteurs de sensibilité identique en prenant pour contact une pointe aiguë, une pointe mousse ou une surface plane d'aire notable. On a signalé plus haut le fait que l'on peut réaliser un contact très sensible et à dissymétrie accentuée en faisant plonger de plusieurs millimètres dans un bain de mercure un fragment poli de zincite serré dans une pince métallique.

La propriété d'un contact n'est liée non plus ni à la *structure* cristalline de la substance utilisée, ni à l'*orientation* du cristal. On obtient des contacts tout aussi sensibles en utilisant les fragments de zincite, de molybdénite ou de carborundum, perpendiculairement ou parallèlement au clivage. Enfin, l'oxyde de zinc *fondu*, que l'on peut obtenir en fondant du blanc de zinc au four électrique, permet de constituer avec une substance homogène des contacts tout à fait analogues à ceux que l'on obtient avec la zincite.

---

rature en faisant passer un courant dans un fil de ferro-nickel enrobé dans un manchon d'amiante qui entoure l'électrode. Le contact même est constitué par un grain de soudure dans lequel est encastré un élément fer-constantan que l'on étalonne au préalable.

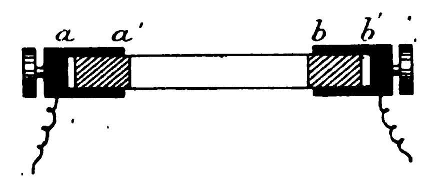
[1] Pierce a observé toutefois que certains échantillons de molybdénite ont un pouvoir thermo-électrique du même ordre de grandeur que celui de la chalcopyrite.

M. Brenot a cru observer qu'il y avait production spontanée d'un courant quand on relie aux bornes d'un galvanomètre les électrodes d'un détecteur à contacts solides, et a assimilé un pareil contact à une *pile sèche*. Nous n'avons jamais observé un tel effet en l'absence d'inégalités de température dans le circuit. Nous n'avons jamais observé non plus le moindre courant secondaire en reliant rapidement les électrodes d'un contact de la deuxième catégorie aux bornes d'un galvanomètre après l'avoir soumis pendant un temps plus ou moins long à l'action d'une force électromotrice extérieure. Il ne paraît donc se produire rien d'analogue à un phénomène de polarisation électrolytique.

D'ailleurs, l'effet se produit uniquement au *contact*. On a vu que l'on atténue les phénomènes de dissymétrie par un accroissement de la pression exercée sur le contact. On peut obtenir le même résultat par un moyen en apparence tout différent.

Il suffit généralement d'enrober les fragments des substances essayées de part et d'autre dans une bonne soudure — l'alliage de d'Arcet est alors d'un emploi particulièrement avantageux — pour réduire beaucoup ces phénomènes de dissymétrie. En métallisant la surface des substances par cuivrage galvanique, on arrive à les faire disparaître complètement.

Un fragment de zincite ou de molybdénite taillé en forme de lame allongée, et métallisé en *aa'* et *bb'*, où il est serré dans deux prises de courant, se comporte comme un conducteur ordinaire et *suit la loi d'Ohm* quand on l'intercale dans un circuit.




La notion de *conductibilité unilatérale* ne répond donc à aucune réalité expérimentale et ne doit pas être conservée. La métallisation d'une seule des extrémités donne un moyen commode d'éliminer l'un des deux effets de contact qui se produisent nécessairement quand on intercale sans précaution spéciale les substances considérées dans un circuit. C'est ainsi qu'étaient généralement disposés

les contacts qui ont servi au tracé des caractéristiques données plus haut.

Ainsi, il ne paraît possible d'interpréter les phénomènes, ni par un effet thermo-électrique, ni par une polarisation électrolytique, ni par une propriété spécifique intéressant la masse même de la substance.

L'ensemble des observations conduit plutôt à rapprocher les phénomènes de ceux que M. Blanc a rencontrés dans l'étude des contacts imparfaits.

On y retrouve la même diminution de résistance avec le courant et, dans plusieurs cas, la même influence du temps.

Quand on applique à un contact de la deuxième catégorie une force électromotrice déterminée, le courant prend en général, sinon instantanément, du moins au bout d'un temps très court, une valeur parfaitement fixe.

Il arrive parfois cependant que le courant continue à varier pendant un temps appréciable, cette variation étant d'ailleurs toujours une augmentation dans le sens où l'intensité a les plus grandes valeurs. Il en résulte en particulier que, lorsqu'on parcourt rapidement la caractéristique, les valeurs du courant à voltage décroissant sont toujours un peu plus grandes qu'à voltages croissants.

La valeur limite du courant est généralement atteinte au bout de une, à deux minutes (1) et diffère peu de la valeur finale.

Les caractères de la variation de la résistance présentent une telle analogie avec les phénomènes que présentent les contacts métalliques imparfaits (cohéreurs proprement dits) antérieurement à toute cohération, qu'il paraît légitime de les interpréter de la même manière, c'est-à-dire par une théorie électronique.

L'analogie devient encore plus étroite quand on tient compte du fait de la cohération complète de ces contacts solides sous l'influence d'oscillations énergiques.

L'influence de la pression et de la température s'expliqueraient alors comme dans la théorie de M. Blanc.

Seulement ici, en raison du peu de propension des substances

---

(1) Avec la *psilomélane* en contact avec un métal — contact qui présente d'ailleurs une sensibilité médiocre — le phénomène est beaucoup plus accentué. La résistance diminue d'abord rapidement, puis de moins en moins vite en tendant vers une valeur limite, qui n'est guère atteinte qu'au bout d'une trentaine de minutes.

considérées à la pénétration des couches superficielles par diffusion moléculaire, les contacts demeureraient en général *auto-décohérents*.

Resterait toutefois à expliquer le fait singulier de la dissymétrie, souvent considérable, du courant.

Il faut supposer que les électrons franchissent plus aisément la couche de passage dans un sens que dans l'autre. Dans le cas de l'oxyde de zinc en contact avec un métal, qu'ils passent plus facilement du métal à l'oxyde que de l'oxyde au métal.

De pareils cas de dissymétrie ne paraissent pas limités aux substances qui ont été signalées jusqu'ici comme contacts de la deuxième catégorie, et on peut les faire apparaître avec nombre de contacts imparfaits. On obtient, par exemple, une dissymétrie souvent très prononcée avec un contact constitué par un filament de lampe Tantale et du mercure bien propre.

Il est à remarquer que les substances capables de constituer des contacts sensibles sont toutes douées d'un pouvoir thermo-électrique notable et que leur résistance varie d'une manière considérable avec la température [1]. Ces circonstances ne sont vraisemblablement pas indifférentes aux phénomènes électroniques qui se manifestent.

---

## SUR UN DISPOSITIF SIMPLE POUVANT SERVIR A LA MESURE DE L'INTENSITÉ D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE [1];

Par M. C. CHÉNEVEAU.

On sait d'après Quincke, que lorsqu'un liquide est placé dans un tube en U, dont l'une des branches est disposée dans un champ magnétique de telle manière que le niveau du liquide soit en un point du champ, il se produit une dénivellation du liquide, positive ou négative, suivant que le liquide considéré est paramagnétique ou diamagnétique.

Si nous supposons le champ constant et égal à H, au niveau du liquide de perméabilité $\mu$ et de densité $\rho$, si nous admettons que le champ agissant sur l'autre niveau est négligeable par rapport au champ constant et que le milieu en contact avec le liquide a une

[1] Séance du 15 avril 1910.

perméabilité $\mu_0$ et une densité $\rho_0$, on peut écrire que la différence des pressions exercées par le champ sur les deux milieux est égale à la différence des pressions hydrostatiques ; ce qui conduit à l'équation :

$$(1) \qquad (\mu - \mu_0)\, H^2 = \pm\, 8\pi\delta\, (\rho - \rho_0)\, g,$$

$\delta$ étant la dénivellation du liquide dans un sens ou dans l'autre ; $g = 981\ \frac{cm}{(sec)^2}$; or, dans le cas où le milieu qui est en contact avec le liquide est l'air, sa densité $\rho_0$ par rapport à l'eau est négligeable vis-à-vis de celle du liquide ; d'autre part, si $\varkappa$ et $\varkappa_0$ sont les susceptibilités magnétiques des deux milieux, on a

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa,$$
$$\mu_0 = 1 + 4\pi\varkappa_0.$$

Donc

$$\mu - \mu_0 = 4\pi\, (\varkappa - \varkappa_0),$$

et, par conséquent

$$(2) \qquad (\varkappa - \varkappa_0)\, H^2 = \pm\, 2\delta\rho g.$$

D'une façon générale, si le tube en U est constitué par un vase à grosse section S, soudé à un tube de section plus faible $s$, placé dans le champ, la dénivellation $\delta$ est donnée en fonction de la hauteur $h$ observée par la relation :

$$\delta = h\left(1 + \frac{s}{S}\right).$$

Si le rapport $\frac{s}{S}$ est négligeable, $\delta = h$.

Si les sections sont égales ($s = S$), $\delta = 2h$.

De sorte que, dans ces deux cas particuliers, on peut déduire de l'équation (2) :

$$(3) \qquad h = \pm\, \frac{H^2\, (\varkappa - \varkappa_0)}{2\rho g},$$

ou

$$(4) \qquad h = \pm\, \frac{H^2\, (\varkappa - \varkappa_0)}{4\rho g}.$$

Supposons, par exemple

$H = 1\,000$ gauss, $\quad \varkappa = 40 \cdot 10^{-6}, \quad \varkappa_0 = 0,03 \cdot 10^{-6}, \quad \rho = 1,36;$

l'équation (3), qui est évidemment la meilleure à utiliser, donne

$$h = \frac{39,97}{2\,668,32} = 0^{cm},014.$$

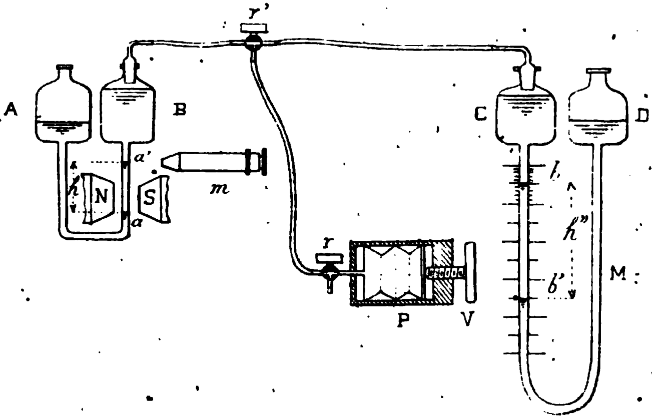



Fig. 1.

Le déplacement à mesurer est donc très faible et demande l'emploi d'un microscope à grossissement assez notable. On ne peut donc songer à utiliser cette méthode pour la mesure de champs faibles [1].

Un premier moyen de gagner en sensibilité est le suivant :

Disposons dans le tube en U formé par deux gros réservoirs A et C reliés par un tube plus fin T (*fig.* 1) deux liquides de densité $\rho$ et $\rho_1$ très voisines et telles qu'ils puissent se disposer facilement l'un au-dessus de l'autre dans le tube T en formant un ménisque *a*. Le liquide inférieur est paramagnétique, de susceptibilité $\varkappa$, le liquide supérieur est diamagnétique et a comme susceptibilité $\varkappa_1$. Plaçons le niveau de séparation des liquides *a* dans le champ ; soit $h'$ la dénivellation ; on devrait avoir d'après l'équation générale (1) :

$$(5) \qquad H^2 (\varkappa + \varkappa_1) = 2h' (\rho - \rho_1)\, g,$$

c'est-à-dire

$$h' = \frac{H^2 (\varkappa + \varkappa_1)}{2 (\rho - \rho_1)\, g}\ [2].$$

(1) Elle se prête mieux à la mesure de champs intenses. D'ailleurs, en opérant dans des champs suffisamment puissants (10 000 gauss), on a pu déterminer les susceptibilités magnétiques des liquides ; cette méthode est encore peu sensible, si on la compare à celle de la balance magnétique.

(2) Ce système agit donc non seulement comme renforçateur de l'effet du champ magnétique, mais aussi comme manomètre différentiel. Il faut donc que

Des équations (4) et (5) on devrait déduire le rapport :

$$\frac{h'}{h} = \frac{2\rho}{\rho - \rho_1} \frac{x + x_1}{x - x_0} \tag{6}$$

pour des champs égaux.

Or l'expérience montre que le rapport calculé par la formule (6) n'est pas toujours égal au rapport observé.

Par exemple, avec les liquides suivants :

Solution de $SO^4Mn$ à 30 0/0 environ : $x = 40 . 10^{-6}$, $\rho = 1{,}36$ ;
Phénol saturé d'eau et de $SO^4Mn$ : $x_1 = - 0{,}75 . 10^{-6}$, $\rho_1 = 1{,}07$.

On a obtenu dans un champ de 2 800 unités environ :

$$h = 0^{cm}{,}06, \qquad h' = 0^{cm}{,}50 \text{ à } 0^{cm}{,}55,$$
$$\frac{h'}{h} = 8{,}3 \text{ à } 9{,}1.$$

Le rapport calculé est 9,5.

Avec des liquides de densités plus approchées, tels que la solution de sulfate de manganèse précédente et un mélange de $C^6H^6$ et de $CCl^4$ [1], on a

$$\rho - \rho_1 = 0{,}023, \qquad x_1 = - 0{,}8 . 10^{-6},$$

et on a trouvé expérimentalement, dans des champs variant entre 2 800 et 3 600 gauss :

| $h$ | $h'$ | $\frac{h'}{h}$ |
|---|---|---|
| $h = 0^{cm}{,}092$ | $h' = 1^{cm}{,}65$ | $\frac{h'}{h} = 18$ |
| $0^{cm}{,}1$ | $1^{cm}{,}8$ | 18 |
| $0^{cm}{,}06$ | $1^{cm}{,}05$ | 17,5 |

Le rapport calculé est 120.

Je pense qu'on peut expliquer cette anomalie de la façon suivante :

D'après leur constitution, les liquides ont des viscosités différentes et ne mouillent pas le verre de la même façon. Si le niveau monte dans le tube, la viscosité du liquide magnétique intervient comme elle intervient d'ailleurs quand le liquide est employé seul; lorsque le niveau descend, le liquide le plus visqueux peut rester le long

---

le rapport des sections du tube T et des réservoirs A et B soit négligeable ; dans l'expérience, il était de $\frac{1}{1000}$. Diamètre de A et B, $3^{cm}{,}5$ environ ; de T, $0^{cm}{,}10$ à $0^{cm}{,}12$.

[1] On aurait intérêt à prendre le liquide le plus magnétique, c'est-à-dire une solution très concentrée de $Fe^2Cl^6$ ; malheureusement l'emploi de ce corps augmente encore l'effet de viscosité dont il est question par la suite.

L'intérêt du mélange benzénique est son insolubilite dans la solution de sulfate de manganèse ; il ne se colore pas par la fuchsine, alors que la solution peut se colorer.

de la paroi, de sorte que le liquide le moins visqueux ne descend pas en réalité dans le tube de verre, mais dans un tube formé par la gaine de liquide visqueux adhérant à la paroi ; le frottement est donc assez grand pour que le niveau ne revienne pas à son point de départ. Lorsque le niveau remonte, le liquide le moins visqueux doit se déplacer dans la gaine formée par le liquide visqueux et le frottement qui en résulte explique également une ascension moins forte que celle prévue par le calcul.

Si cette explication est suffisamment exacte, on doit observer une dénivellation plus grande au début, lorsque les tubes viennent d'être remplis et le phénomène doit se régulariser au bout de plusieurs ascensions et dépressions ; l'effet de ce phénomène changera d'ailleurs, avec la nature des liquides et sera moins important avec des liquides de densités moins voisines et pouvant se dissoudre un peu mutuellement l'un dans l'autre.

L'expérience confirme tous ces points [1]. Il résulte, en tous cas, de l'expérience que la dénivellation $h'$ peut être *dix-huit fois plus grande* que celle observée dans un tube en U à section unique et rempli d'un seul liquide. Cet effet est donc très visible sans le secours d'aucun dispositif optique et peut être aisément montré, par exemple dans un cours, avec des champs peu intenses.

Si l'on veut déterminer l'intensité d'un champ magnétique à l'aide de ce dispositif simple, on ne peut donc se baser pour calculer le champ H que sur une expérience donnant le rapport $\frac{h'}{h}$, $h'$ étant la dénivellation réellement observée ; mesurant $h'$ avec un microscope à oculaire micrométrique $m$ (*fig.* 1), on en déduit $h$ et le champ H par l'une des formules (3) ou (4). On peut encore graduer l'appareil par comparaison [2]. Cependant, dans des champs non uniformes, cette

---

(1) On pourrait évidemment prendre des tubes plus larges, mais on aurait alors un appareil encombrant, moins sensible, et on ne mesurerait plus le champ en une région de très petite étendue.

(2) Pour donner une idée de l'emploi de cette méthode, si l'on place le niveau $a$ à une distance de 5 centimètres du centre d'un champ de 3.500 unités environ, on a une dénivellation, mesurée à l'aide du microscope, $h' = 0^{cm},01$.

Donc :

$$h = \frac{0,01}{18} = 0^{cm},00055$$

et

$$H^2 = \frac{4 \times 1,36 \times 0,00035 \times 381}{39,97 \cdot 10^{-6}} = 7,3 \cdot 10^4.$$

H = 270 gauss (250 au fluxmètre Grassot).

Le microscope ayant une graduation de 5 millimètres, on peut mesurer les

méthode n'est employable que pour de faibles valeurs du champ, c'est-à-dire pour des petites dénivellations, l'intensité n'étant pas la même au niveau initial $a$ et au niveau final $a'$.

Pour cette raison, et par ce fait qu'on est souvent limité par les dimensions du champ, il y a donc lieu de réaliser une autre disposition donnant plus de certitude et de sensibilité.

Imaginons que le tube B de l'appareil précédent puisse être mis en communication avec un dispositif P permettant d'exercer une légère pression à la surface du liquide du réservoir B et un manomètre différentiel M permettant de la mesurer (*fig.* 1). La pression $\varpi$ exercée par le champ H au point $a$ est

$$\varpi = \frac{H^2}{2} (x + x_1). \tag{7}$$

Lorsque le niveau monte de $a$ en $a'$, on comprimera légèrement l'air pour exercer une pression, en sens contraire de celle due au champ, qui ramène le liquide au point de départ $a$, ce que l'on constate par exemple à l'aide du microscope $m$. Le niveau de séparation des deux liquides dans le manomètre différentiel passera de $b$ en $b'$; soit $h''$ la dénivellation observée lorsqu'il y aura équilibre. La pression appliquée sera

$$\varpi = h'' (\rho_2 - \rho_3)\, g, \tag{8}$$

si $\rho_2$ et $\rho_3$ sont les densités des liquides du manomètre.

Égalant les équations (7) et (8), on en tire

$$H^2 = \frac{2h'' (\rho_2 - \rho_3)\, g}{x + x_1}. \tag{9}$$

Par exemple, avec un manomètre eau-phénol :

$$\rho_2 - \rho_3 = 0{,}07, \qquad h'' = 3^{cm}{,}6, \qquad H^2 = 12{,}1 \cdot 10^6.$$

Avec un manomètre eau-solution benzénique de tétrachlorure de carbone :

$$\rho_2 - \rho_3 = 0{,}022, \qquad h'' = 10 \text{ centimètres}, \qquad H^2 = 12{,}0 \cdot 10^6.$$

---

champs jusqu'à 1 000 unités. Au degré de précision de la méthode, il est évident que le remplacement d'une partie de l'air par le verre du tube n'a pas d'influence.

La mesure avec un seul liquide a donné par application de la formule (4) :

$$h = 0{,}092^{cm}, \qquad \rho = 1{,}36, \qquad H^2 = 12{,}2 \,.\, 10^6.$$

Avec le dernier manomètre on a fait une expérience très soignée pour déterminer le rapport $\frac{h''}{h}$ ; on a trouvé

$$h'' = 13 \text{ centimètres}, \qquad h = 0^{cm},1,$$
$$\frac{h''}{h} = 130.$$

Le même rapport calculé, d'après les équations (4) et (9), est

$$\frac{h''}{h} = \frac{2\rho}{\rho_2 - \rho_3} \frac{x + x_1}{x - x_0},$$
$$\frac{h''}{h} = \frac{2{,}72 \times 1{,}02}{0{,}022} = 126.$$

On peut donc *multiplier* facilement la dénivellation obtenue dans un tube en U à section unique et à un seul liquide *par un nombre plus grand que* 100 [1].

Dans ce second dispositif, le tube en U à deux liquides placé dans le champ ne sert que de moyen de réglage plus sensible. La méthode est une méthode de réduction à zéro et la pression due au compresseur est bien opposée et égale à la pression totale due au champ, quels qu'en soient les effets partiels (pression hydrostatique et pression pour vaincre le frottement dû à la viscosité). L'emploi d'un manomètre composé de deux liquides peu visqueux, dont les densités diffèrent de *deux à trois centièmes*, n'est pas trop désavantageux au point de vue pratique, la viscosité n'amortissant pas trop l'appareil qui revient en une demi-minute à sa position d'équilibre après un déplacement de 20 centimètres.

Le dispositif peut être gradué par comparaison ou le champ peut être donné par une formule simple :

$$H = h\sqrt{h''},$$

ou par un graphique.

---

[1] Pour éviter que l'appareil ne soit trop sensible aux variations de température extérieure, il faut que le volume d'air soit le plus faible possible, et pour cela les réservoirs B et C (*fig.* 1) doivent être complètement remplis.

Comme exemple d'une détermination de ce genre nous donnerons la détermination du champ uniforme au centre des pièces polaires d'un petit électro-aimant.

On avait

$$\rho_2 - \rho_3 = 0{,}024, \qquad \varkappa + \varkappa_1 = 40 \,.\, 10^{-6}, \qquad h' = 6^{cm}{,}7,$$

ce qui fait un champ de 2 800 gauss, alors que deux mesures au fluxmètre Grassot avec une bobine de 50 tours de $2^{cm}{,}3$ de diamètre moyen ont donné 2 770.

Le champ fut mesuré au-dessous du centre, près du bord des pièces polaires, on trouva $h'' = 5^{cm}{,}6$, soit $H = 2600$ gauss; cette dernière valeur fut retrouvée dans une mesure faite dans un tube en U, avec un seul liquide de densité $\rho = 1{,}36$, de susceptibilité $\varkappa = 39{,}4 \,.\, 10^{-6}$ donnant une ascension de $0^{cm}{,}05$.

En résumé, l'appareil, tel qu'il est réalisé, permet de mesurer des champs compris entre quelques centaines et quelques milliers de gauss, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des champs magnétiques qui sont le plus souvent utilisés dans les électro-aimants de laboratoire lorsqu'on agit sur un champ assez étendu, avec une précision de ± 2 0/0 environ pour des champs de l'ordre de 2000 unités. La dénivellation du manomètre dépendant du carré de l'intensité du champ l'emploi de l'appareil est encore indiqué *dans le cas de champs alternatifs.*

Enfin l'appareil réalise la mesure *statique* d'un champ *en une région très limitée* de ce champ.

---

## SUR UN GONIOMÈTRE-RÉFRACTOMÈTRE AUTO-COLLIMATEUR [1];

Par M. C. CHÉNEVEAU.

L'appareil, dont je vais donner la description et qui a été réalisé par la maison Pellin est un instrument de recherches; mais il peut être également utilisé, dans un laboratoire d'enseignement, pour démontrer aux élèves un certain nombre de principes de l'optique [2].

---

[1] Séance du 15 avril 1910.

[2] BIBLIOGRAPHIE. — Pour les corps solides principalement : O.-V. LITTROW, *Wien. Ber.*, 47 (2), 26, 1863 ; E. ABBE, *Neue Apparate zur Bestimmung des*

La première application précise pour laquelle il a été créé est la mesure des indices de réfraction et des dispersions des liquides, et elle peut être facilement étendue aux corps solides.

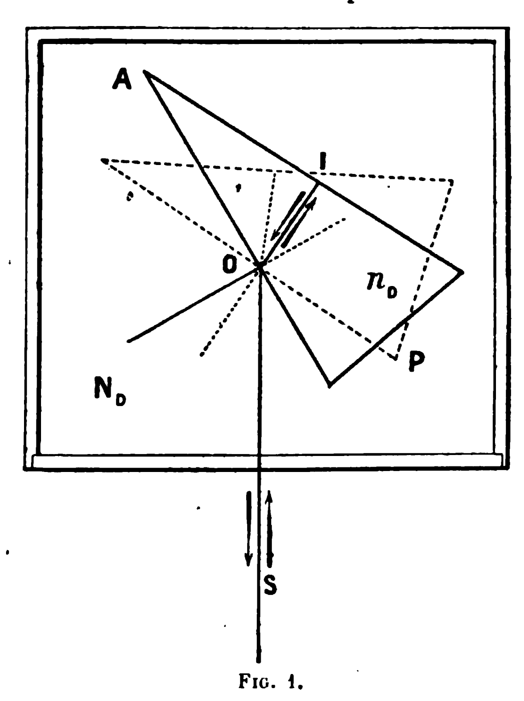



FIG. 1.

1° *Indices de réfraction d'un solide.* — Si un rayon lumineux monochromatique (provenant d'une flamme sodée) SO tombe sur un prisme de verre P de façon qu'après réfraction en O sur la face d'entrée, il soit réfléchi sur la deuxième face AI normale à la direction OI (*fig.* 1), il revient sur son propre chemin et l'indice du verre pour la raie D sera donné par la relation :

$$n_D = \frac{\sin i_D}{\sin A}. \tag{1}$$

Par ce procédé d'autocollimation, on a le même résultat avec un prisme de 30° qu'avec un prisme d'angle double placé au minimum de déviation.

---

*Brechungs...*, Iéna, 1874 (catalogue de Zeiss) ; C. CZAPSKI (*Z. f. Inst.*, 10, 361, 1890); C. PULFRICH (*Wied. Ann.*, 45, 609, 1892 ; *Z. f. Inst.*, 14, 354 ; 1894) ; C. FÉRY (*C. R.*, t. CXV, 1892, 1309). L'application de l'auto-collimateur à la mesure des indices de liquides paraît due à DE WAHA (*J. de Phys.*, 6, 186 ; 1877).

Pour effectuer la mesure de l'indice de réfraction, le prisme P est monté sur une plaque $p$ évidée en son centre et possédant un retour d'équerre, qui sert d'appui au prisme maintenu contre la plaque avec de la cire molle (*fig.* 2). Une tige $t$ est fixée à cette plaque et peut glisser à frottement dans un tube soudé sur une plate-forme F por-

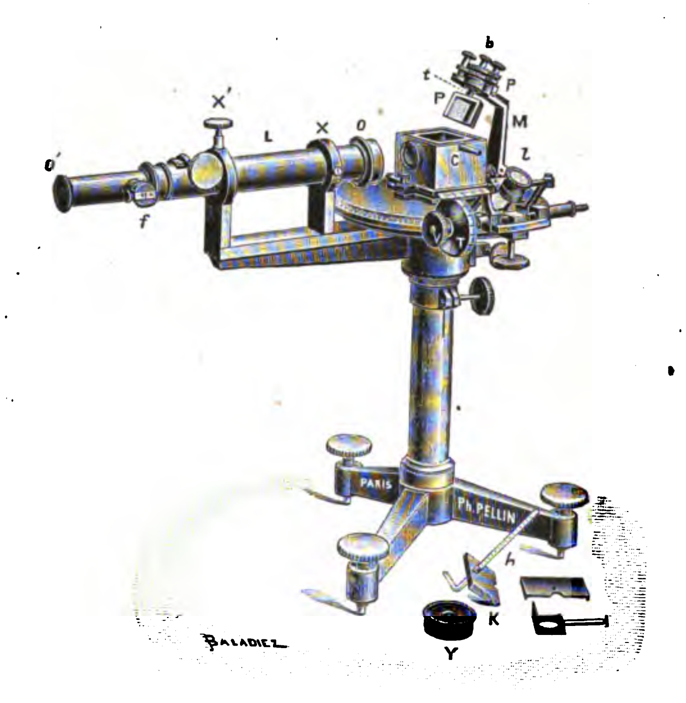



Fig. 2.

tée par une potence M ; la mise en place s'effectue à l'aide d'une vis assez longue entrant dans la tige $t$. Non seulement le prisme peut ainsi tourner autour d'un axe vertical, si l'on donne un mouvement de rotation au bouton $b$ de la vis, mais il peut encore se déplacer dans deux plans perpendiculaires, à l'aide de deux vis de réglage, à ressorts $v$ et $v'$ agissant à angle droit ; on peut donc amener dans le champ de la lunette autocollimatrice L, l'image réfléchie sur la face AO du prisme et l'image réfractée[1].

La potence M, qui soutient le prisme, est entraînée par un plateau

[1] Pour avoir les meilleurs résultats, il est bon d'argenter ou d'étamer la face AI du prisme.

mobile N, *qui couvre complètement le plateau fixe* S, *portant le cercle divisé*, sauf un endroit où se trouve disposé le vernier *a* au 1/60ᵉ, qu'on peut lire à l'aide d'une loupe *l*, montée sur un support articulé, et d'un éclaireur à lame de verre dépoli *d*.

La division du cercle est de 20′ et le vernier donne 20″. Une vis micrométrique à rappel à pompe V permet de faire coïncider exactement l'image de la fente avec l'image du fil vertical du réticule, de telle sorte qu'il reste autant de lumière à droite qu'à gauche de cette image du fil. Pour des mesures très précises, cette vis porte un tambour T divisé en 200 parties et une réglette R dont chaque division équivaut à un tour de tambour. Dans le premier modèle de l'appareil, la division du tambour valait 4″,64 et celle de la réglette 15′ 24″.

La lunette autocollimatrice est constituée par un objectif O, un oculaire O′ et un réticule formé par deux fils perpendiculaires dont un est vertical [1]. Elle est montée entre colliers et peut être réglée en orientation à l'aide des pointes *x*, *x′* et, autour de l'axe horizontal passant par ces pointes, à l'aide de la vis V′. La fente *f*, réglable, est placée sur le côté de la lunette; elle est éclairée par la flamme sodée d'un bec Méker ou d'un brûleur à chlorure de sodium dont on projette l'image sur la fente à l'aide d'une lentille. Un petit prisme à réflexion totale, disposé à l'intérieur de la lunette, sert à renvoyer les rayons issus de la fente dans la direction d'un axe optique secondaire. J'ai montré [2] que le fait d'avoir la fente en dehors de l'axe optique principal et de ne pas faire superposer son image avec elle n'altère en rien les déterminations. Il faut cependant que, par construction, la face OA du prisme soit dans le plan de symétrie du cercle divisé.

Pour avoir l'indice par la formule (1), il suffit donc de mesurer l'angle A par la méthode de Wollaston et l'angle $i_D$ en amenant successivement au réticule l'image de la fente, dont la largeur a été convenablement réglée, réfléchie sur la face AO et réfractée par le prisme [3].

2° *Dispersions d'un solide.* — A l'aide du tambour de la vis micrométrique, on repère toutes les raies intéressantes par rapport à la

(1) Pour augmenter la netteté des images, il est bon de diaphragmer l'objectif.

(2) C. Chéneveau, *Recherches sur les propriétés optiques des solutions et des corps dissous* (*Ann. Chim. Phys.*, t. XII, 8ᵉ série, p. 234-241; 1907).

(3) Il n'est pas nécessaire que les deux rayons réfléchis et le rayon réfracté soient à la même hauteur; on peut faire un réglage pour la mesure de l'angle et un pour la mesure de $i_D$. Mais il est préférable de n'avoir qu'un réglage à faire.

raie D[1]. On prend en général les raies de l'hydrogène C ou $H_\alpha$, F ou $H_\beta$, G' ou $H_\gamma$ ; pour les obtenir, on dispose à la place de la flamme sodée un tube à hydrogène en forme de 4 ou d'U renversé ; la décharge passe dans un tube capillaire horizontal et on projette sur la fente, à l'aide d'une lentille, l'image de la section de ce tube [2].

On peut estimer ainsi, avec plus d'exactitude que sur le cercle divisé, les écarts angulaires $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ entre les différentes raies et la raie D ; on a alors successivement

$$n_C = \frac{\sin(i_D - \alpha)}{\sin A}, \qquad n_F = \frac{\sin(i_D + \beta)}{\sin A}, \qquad n_{G'} = \frac{\sin(i'_D + \gamma)}{\sin A},$$

d'où l'on déduit les valeurs de $n_D - n_C$, $n_F - n_D$, $n_{G'} - n_G$, à moins qu'on ne préfère calculer ces dispersions partielles par les formules :

$$n_D - n_C = \frac{\sin\alpha \cos\left(i_D - \frac{\alpha}{2}\right)}{\sin A},$$

$$n_F - n_D = \frac{\sin\beta \cos\left(i_D + \frac{\beta}{2}\right)}{\sin A},$$

$$n_{G'} - n_D = \frac{\sin\gamma \cos\left(i'_D + \frac{\gamma}{2}\right)}{\sin A}.$$

On peut en déduire les pouvoirs dispersifs, rapports de dispersion, etc... Comme exemples de ces mesures, nous donnerons celles qui nous ont permis de déterminer les indices et dispersion d'un crown léger et d'un flint dense.

| Crown | Flint |
|---|---|
| $\hat{A} = 29°53'40''$ | $\hat{A} = 30°2'20''$ |
| $\hat{i}_D = 48°56'0''$ | $\hat{i}_D = 54°5'0''$ |
| $n_D = 1,5126$ | $n_D = 1,6178$ |
| $\alpha = 6'36'',5$ | $\alpha = 13'57'',5$ |
| $\beta = 15'57'',0$ | $\beta = 35'23'',2$ |
| $\gamma = 28'51'',0$ | $\gamma = 1°\ 5'47'',7$ |
| $n_D - n_C = 0,00253$ | $n_D - n_C = 0,00471$ |
| $n_F - n_D = 0,00612$ | $n_F - n_D = 0,01198$ |
| $n_{G'} - n_D = 0,01103$ | $n_{G'} - n_D = 0,02213$ |

(1) On peut prendre un tube à hélium très lumineux dont les raies se rapprochent de celles de l'hydrogène. On rappelle ici que les longueurs d'onde des raies de l'hydrogène sont en $\mu\mu$ : C, 656,3 ; F, 486,1 ; G', 434,0.

(2) On peut combiner facilement, à l'aide d'un prisme à réflexion totale ou d'un dispositif mécanique, un système éclaireur permettant de passer commodément d'une source de lumière à la lumière du sodium.

La précision sur la mesure de $n_D$ est $\pm 0{,}0001$ pour les indices de réfraction et $\pm$ 0,00001 à $\pm$ 0,00002 pour les dispersions, lorsqu'on ne dépasse pas un écart angulaire de 1°30′.

3° *Indices et dispersions des liquides.* — Si le prisme de verre P d'indice $n_D$ (*fig.* 1) plonge dans un milieu liquide d'indice $N_D$, on aura

$$(2) \qquad \frac{n_D}{N_D} = \frac{\sin i'_D}{\sin A},$$

pour un rayon monochromatique jaune qui, après passage dans le liquide, réfraction dans le prisme et réflexion sur la face AI, reviendra sur sa direction antérieure, le nouvel angle d'incidence étant $i'_D$.

Divisons les équations (1) et (2) membre à membre, on a l'indice du liquide :

$$(3) \qquad N_D = \frac{\sin i_D}{\sin i'_D}.$$

La méthode d'autocollimation rend la mesure de l'indice d'un liquide indépendante de tout défaut du prisme, l'angle et la réfraction étant mesurés au même point, du parallélisme des glaces de la cuve et ne demande donc aucune correction.

Pour réaliser cette mesure, le liquide est placé dans une cuve fixe C en verre, et fermée par une bonne glace à faces planes et parallèles G (*fig.* 2). Cette cuve peut s'orienter autour de l'axe vertical à l'aide d'une vis tangente D et autour d'une charnière horizontale à l'aide de la vis B; elle est entourée d'une enceinte métallique et entre les parois peut se trouver ou circuler de l'eau pour rendre uniforme la température du liquide.

Le prisme, monté sur la potence décrite précédemment et qui peut basculer autour de la charnière *c*, *c*, tourne avec le plateau portant le vernier, sa face AO étant dans le plan de symétrie.

Il tourne ainsi dans le liquide, et *on annule*, en somme, *par un prisme liquide d'angle variable, la déviation produite par un prisme solide d'angle constant.* Le prisme est argenté sur la face AI [1] et mastiqué dans une monture métallique. Le verre employé est inattaquable aux acides et aux bases [2].

Si l'on ne connaît pas, par le constructeur, les constantes optiques

(1) On peut ainsi faire une mesure avec un liquide d'indice égal à celui du verre, ce qui ne serait pas possible si l'on n'augmentait pas, par cet artifice, l'intensité de la lumière réfléchie.

(2) Pour les liquides corrosifs, on supprime la garniture métallique latérale pour que, seul, le prisme de verre (ou de quartz) plonge dans le liquide.

du verre employé, on détermine $i_D$, comme on l'a vu précédemment, au besoin sans couvercle sur la cuve [1].

Pour déterminer $i_D$, on peut opérer ainsi : on amène l'image de la fente, réfléchie par la face antérieure de la glace G, sur le réticule, en bas du champ par exemple, à l'aide des mouvements D et B. Pendant la mesure l'image reste ainsi sur le réticule; on verrait si la cuve a bougé et on la remettrait en place. Puis on mesure la différence angulaire entre l'image réfléchie sur la face AO du prisme et l'image réfractée [2].

Pour mesurer les dispersions, on opère comme pour un prisme solide en mesurant à l'aide du tambour divisé les écarts angulaires :

$$\alpha' = i'_D - i'_C,$$
$$\beta' = i'_F - i'_D,$$
$$\gamma' = i'_{G'} - i'_D;$$

on en déduit les angles $i'_C$, $i'_F$ et $i'_{G'}$, et les indices $N_C$, $N_F$, $N_{G'}$ par des formules analogues à la formule (3) :

$$N_C = \frac{\sin i_C}{\sin i'_C}, \qquad N_F = \frac{\sin i_F}{\sin i'_F}, \qquad N_{G'} = \frac{\sin i_{G'}}{\sin i'_{G'}}.$$

On obtient alors les dispersions partielles $N_D - N_C$, $N_F - N_D$, $N_{G'} - N_D$, ou moyenne $N_F - N_C$ avec une précision équivalente à celle des solides.

Voici un exemple de détermination des indices et des dispersions de l'eau à une température de 16° C. :

$$i_D = 48°56'0''. \qquad i'_D = 34°26'40'', \qquad N_D = 1,3333.$$

$$\alpha' = 47'',3, \qquad N_D - N_C = 0,00180,$$
$$\beta' = 2'\ 8'',8, \qquad N_F - N_D = 0,00417,$$
$$\gamma' = 4'\ 3'',9, \qquad N_{G'} - N_D = 0,00736.$$

4° *Applications diverses de l'appareil.* — Sans insister sur les applications possibles de l'appareil, nous signalerons qu'avec un prisme de verre suffisamment dispersif, l'appareil peut servir de spectroscope, les raies étant repérées par le tambour et la réglette.

(1) Comme les indices des liquides varient avec la température, le couvercle K de la cuve, qui est en deux parties et laisse libre le mouvement de rotation de la tige de prisme, permet de placer un petit thermomètre *h* dans l'eau de l'enveloppe.

(2) A cause de la plus faible intensité de la lumière réfléchie sur le prisme qui est cependant encore suffisante avec un brûleur à sodium, et par ce fait qu'on peut diaphragmer la cuve et non l'objectif, on amène d'abord l'image réfléchie sur le prisme, au réticule, sans liquide dans la cuve ; on place le liquide à l'aide d'une pipette et on vérifie que l'image est encore en place. On peut d'ailleurs, pour cette première opération, prendre une source de lumière plus intense. Il n'est pas utile de remplir toute la cuve de liquide.

L'instrument peut servir également de diasporamètre, c'est-à-dire donner les rapports des dispersions de deux substances, qui sont exactement achromatisées (1). Il permet de faire comprendre et même d'étudier la formation du spectre secondaire d'une combinaison de deux prismes. Suivant les liquides employés, le spectre peut être dans le sens habituel rouge violet ou dans le sens inverse violet rouge; ce dernier cas se produit par exemple avec la benzine. On peut chercher quelle liaison existe entre les rapports d'achromatisme de dispersion des deux substances pour expliquer l'un ou l'autre effet.

L'appareil peut encore se prêter à la détermination du pouvoir réfringent spécifique ou moléculaire d'un liquide d'une solution ou d'un sel à l'état solide, puis du même échantillon, à l'état dissous: c'est l'emploi que je lui réserve. Même si le sel solide est altérable à l'air, on peut avoir ses constantes optiques dans un milieu liquide qui ne l'attaque pas et le protège de toute action de l'air.

Je tiens, en terminant, à remercier bien sincèrement M. C. Féry, professeur à l'École municipale de physique et de chimie industrielles, des encouragements qu'il m'a donnés.

---

## FORCE ÉLECTROMOTRICE DUE A LA GRAVITATION AU SEIN DES ÉLECTROLYTES (2);

Par M. Paul BARY.

Lorsque dans une cuve électrolytique, il existe une différence de niveau entre les deux électrodes, deux effets peuvent se produire du seul fait de cette différence de niveau :

1° La force électromotrice qui provient de ce que, dans le cas général, la concentration, qui décroît avec la hauteur, n'est pas la même au contact de chaque électrode ; c'est ce que nous pourrons appeler l'*effet indirect;*

2° La force électromotrice qui correspond au travail du transport

(1) Pour un prisme solide d'angle A assez petit et un prisme liquide d'angle $i'_D$ ou pour deux solides, de même angle, achromatisés séparément avec des prismes liquides d'angles $i_{1D}$ et $i_{2D}$, c'est le rapport des angles qui donne le rapport d'achromatisme.

(2) Séance du 6 mai 1901.

des ions d'un niveau à un autre et qui est particulièrement tangible dans le cas où, après le passage du courant, les électrodes, ou l'une d'elles, ont varié de poids ; c'est *l'effet direct.*

Il est évident que, suivant que ce transport se fera de bas en haut, ou de haut en bas, l'énergie à dépenser sera différente; dans un cas, en effet, outre le travail électrochimique à produire et les résistances à vaincre, il faudra élever une masse matérielle à une certaine hauteur ; dans le second cas, au contraire, la chute des ions de l'électrode la plus élevée sur la plus basse, rendra libre une quantité d'énergie correspondant à cette chute.

Supposons le cas simple de deux électrodes de même métal plongeant dans une solution d'un de ses sels (tel que Cu | $SO^4Cu$ | Cu ou Ag | $AzO^3Ag$ | Ag).

La résistance du bain étant R et le courant qui le traverse I, on peut écrire que la puissance $\mathfrak{P}$ dépensée dans l'électrolyse est

$$\mathfrak{P} = RI^2 + eI.$$

Le premier terme est l'échauffement de Joule et le second la puissance, positive ou négative, nécessaire à produire le transport des ions métalliques d'un niveau à un autre.

Si nous appelons P l'équivalent électrochimique du métal, chaque poids P qui se dépose sur la cathode entraîne avec lui une charge de 96.537 coulombs ; donc, pour l'intensité I, le poids $p$ de métal déposé par seconde est

$$p = \frac{IP}{96.537}.$$

On a, par conséquent, en appelant $d$ et $d'$ les densités respectives de l'ion métal et de la solution et $l$ la différence de niveau des électrodes :

$$eI = \frac{IPl}{96.537} \frac{d - d'}{d}.$$

Donc, pour la valeur de $e$ exprimée en volts, P étant en grammes et $l$ en centimètres, on a

$$e = \frac{Pl}{947} \cdot \frac{d - d'}{d} \cdot 10^{-6}.$$

On peut en conclure que la valeur de la forme électromotrice $e$ due à la différence de niveau est indépendante de l'intensité du courant et

qu'elle existe par conséquent pour $I = 0$. En calculant la valeur de $e$ pour différents métaux en supposant $d' = 1,1$ et $d$ égal à la densité du métal, on trouve pour le cuivre :

$$e_{Cu} = 3 \times 10^{-6} \text{ volt},$$

et pour l'argent :

$$e_{Ag} = 1 \times 10^{-5} \text{ volt}$$

par centimètre de différence de niveau.

Je me suis proposé de vérifier directement ce résultat par l'expérience ; j'ai employé à cet effet deux tubes de 25 millimètres de diamètre et de 1 mètre de longueur pour l'un et de 73 centimètres pour l'autre, pourvus d'une électrode de cuivre à chaque extrémité et remplis d'une solution de $SO^4Cu$ ; les électrodes étaient reliées aux bornes d'un milliampèremètre ou d'un électro mètre capillaire d'Ostwald. Les nombres obtenus ont été en moyenne de 0,017 millivolt par centimètre dans le premier cas, et de 0,024 millivolt avec l'électromètre. Ces résultats sont six à huit fois plus grands que ceux de la formule.

L'expérience consistait à placer d'abord le tube horizontalement et à le faire passer à la position verticale, tantôt dans un sens, tantôt dans le sens inverse, et à lire la déviation sur l'appareil.

Les mesures sont rendues peu précises par le fait de la petitesse de la f. é. m. à mesurer d'une part, et surtout par l'existence de phénomènes étrangers à celui considéré, souvent beaucoup plus importants que lui, et dont nous n'avons pu nous débarrasser complètement. En particulier, il est nécessaire de préserver d'une façon absolue les électrodes du contact de l'air.

Pour obtenir ce résultat, les électrodes étaient montées ainsi que l'indique la *fig.* 1 ; le tube T qui contient l'électrolyte est fermé à chacune de ses extrémités par un bouchon traversé en son centre d'un petit tube de verre ouvert dans l'intérieur du tube et contenant le fil de cuivre E formant électrode et rempli par l'électrolyte. Un autre tube S placé à côté du premier permet de laisser la surface du liquide à la pression atmosphérique ; on tient ce tube fermé avec le doigt lorsqu'il est placé à la partie inférieure.

J'ai fait également quelques expériences en remplaçant l'action de la pesanteur par la force centrifuge en employant un petit centrifugeur d'un modèle courant dans les laboratoires. Avec un tube de moins d'un décimètre de longueur, nous avons obtenu des f. é. m. de

même ordre de grandeur que dans les expériences citées plus haut, mais dans des conditions de mesures encore plus mauvaises.

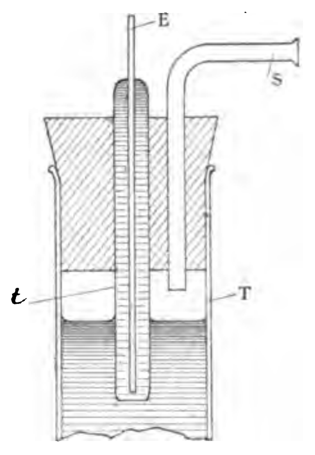



Fig. 1.

Considérons un tube (*fig.* 2), fermé à une extrémité, plein d'une solution électrolytique et tournant autour d'un axe vertical OO′; prenons dans ce liquide une tranche d'épaisseur $dr$ située à la distance $r$ de l'axe OO′ ; en appelant $d'$ la densité du liquide, on a pour la force exercée par cette tranche :

$$dF = \frac{\omega^2 d'}{\gamma} r dr,$$

d'où l'on tire

$$F = \frac{\omega^2 d}{2\gamma} (R_1^2 - R_2^2),$$

et pour la force électromotrice résultante :

$$e = 5,54 \, P\omega^2 d' \frac{d - d'}{d} (R_1^2 - R_2^2) \, 10^{-10},$$

où $e$ est donné en volts si $R_1$ et $R_2$ sont en centimètres et $\omega$ en radians par seconde.

La force électromotrice qu'on pourrait obtenir ainsi avec une installation convenablement faite serait plus grande que celles obtenues par la simple pesanteur ; mais, par contre, il n'est pas possible de la faire changer de sens pour écarter les erreurs dues à la diffé-

rence de nature des électrodes et des différences de concentration; en outre, il est nécessaire d'avoir des contacts tournants.

Si nous ne retenons des nombres trouvés pour la force électromotrice de gravitation pour le cuivre, que la moyenne des valeurs obtenues par l'électromètre, qui sont, sans doute, les plus correctes, nous constatons qu'elle est huit fois plus grande que ne l'indique le calcul, et nous n'avons pas trouvé d'explication à ce résultat.

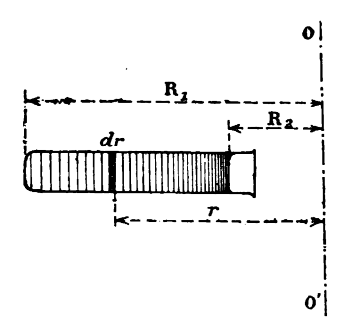



FIG. 2.

Il est probable, au contraire, qu'en prenant, comme nous l'avons fait, pour la densité du cuivre à l'état d'ions, le même nombre que pour le cuivre métallique, nous avons commis une erreur qui diminuait l'écart avec l'expérience; d'ailleurs, la densité des ions cuivre, fût-elle considérablement plus grande que celle du métal cuivre, ce qui paraît peu probable, la f. é. m. calculée serait encore 7 fois plus petite que la valeur observée.

Les expériences étaient faites dans un temps très court, qui exclut, bien entendu, les effets que pourraient produire les différences de concentration de l'électrolyte dans le sens vertical.

---

## LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'HYSTÉRÈSE TOURNANTE ET DE L'HYSTÉRÈSE ALTERNATIVE (1);

Par M. ALBERT PERRIER.

### INTRODUCTION.

Les succès remportés en ces dernières années par les théories cinétiques de la matière ont ouvert à la recherche expérimentale de très vastes domaines, ont rendu actuelles nombre de questions encore irrésolues de physique moléculaire. Un des domaines les plus récemment mis à l'ordre du jour, en ce sens, est le magnétisme, dont la théorie cinétique a été construite par M. Langevin (2) pour le diamagnétisme et le paramagnétisme et étendue au ferromagnétisme par M. P. Weiss (3).

Ainsi qu'il est à prévoir, la température joue dans cet ordre d'idées un rôle tout à fait prépondérant, et les recherches les plus aptes à fournir des comparaisons entre théorie et expérience seront des recherches à température variable. Si l'*aimantation* a été déjà l'objet de travaux fondamentaux quant à sa dépendance de la température (Hopkinson, P. Curie, P. Weiss), il n'en est pas du tout de même de l'*hystérèse*, et cependant on est en droit d'en espérer des renseignements importants de physique moléculaire, d'autant que par ailleurs l'origine elle-même du champ coercitif et de l'hystérèse est encore bien obscure. Ces constatations, mises en regard de la nécessité d'attaquer les problèmes thermomagnétiques de plusieurs côtés à la fois, ont été le point de départ du présent travail.

Indépendamment, du reste, de toute raison théorique, il eût déjà été intéressant de reprendre la question dont les quelques travaux exécutés ont surtout montré la complication. Le résultat de ceux-ci [W. Kunz (4), Morris (5), R.-L. Wills (6)] peut être résumé très brièvement à peu près ainsi : dans certains cas, l'hystérèse alterna-

(1) Communication faite à la Société française de Physique, le 1er juillet 1910.

(2) LANGEVIN, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. de chim. et de phys.*, 8e série, t. V, p. 70; 1905).

(3) P. WEISS, *l'Hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique* (*Bulletin des Séances*, 1907, p. 95, et *J. de Phys.*, 1907, 4e série, t. VI, p. 661).

(4) W. KUNZ, *Elektrot. Zeitsch.*, 1894, p. 196.

(5) D.-K. MORRIS, *Phil. Mag.*, 1897, vol. XLIV, p. 213.

(6) R.-L. WILLS, *Phil. Mag.*, 1903, t. V, p. 117.

tive augmente ; dans d'autres plus fréquents, elle diminue avec la température, à l'occasion elle peut même demeurer invariable. Outre qu'ils semblent se contredire, ces travaux ne concernent que l'hystérèse *alternative* et dans des limites de champ très restreintes [1] ; l'hystérèse *tournante* y est laissée totalement de côté ; sa manière de se comporter vis-à-vis des variations de température était donc parfaitement inconnue [2]. Je n'ai pas pu remarquer davantage que les observateurs se fussent préoccupés de façon systématique des phénomènes d'irréversibilité thermique cependant si généraux et si intenses.

Je me suis donc proposé d'étudier les lois générales liant les *deux hystérèses* à la température dans une région comprise entre le zéro usuel et les points de disparition du ferromagnétisme, les conditions magnétiques étant de leur côté variables dans une mesure aussi large que possible soit des champs faibles jusqu'à ceux amenant les corps pratiquement à saturation.

Si l'on admet la synthèse hypothétique [3], d'un corps ferromagnétique isotrope basée sur des éléments cristallins doués chacun d'un axe le long duquel il existe *un* champ coercitif bien déterminé, le problème peut être posé avec plus de précision comme suit : Quelle est la loi de variation de ce champ coercitif élémentaire avec la température? Quelles sont en particulier ses liaisons avec la loi de variation de l'aimantation à saturation ? Ce point de vue est manifestement de première importance, l'aimantation à saturation étant proportionnelle au champ moléculaire.

Dès le début, les expériences ont montré que tout énoncé de résultats n'aurait qu'une valeur parfaitement illusoire, s'il n'était fait avant tout une étude générale des phénomènes superposés de l'irréversibilité et de la viscosité. Ces phénomènes extrêmement gênants et leurs propriétés les plus caractéristiques sont décrits au chapitre II. Les précautions et restrictions qu'on trouvera dans ledit chapitre étant réservées, voici les conclusions générales qui semblent se dégager le plus nettement du travail.

---

(1) 0 à 50 gauss au maximum ; mes expériences ont pu commodément être étendues à plusieurs milliers de gauss.

(2) Il existe cependant sur ce point un renseignement intéressant, quoique unique et très spécial, qu'ont obtenu occasionnellement P. Weiss et J. Kunz : il concerne l'hystérèse d'un cristal de pyrrhotine produite par la rotation d'un champ dans le plan magnétique du cristal (Voir *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 847 ; 1905).

(3) Voir P. Weiss, *l'Hyp. du champ moléculaire*, *loc. cit.*

La synthèse du ferromagnétisme rappelée ci-dessus s'adapte avec le même ordre de concordance aux températures élevées qu'à la température ordinaire, en particulier pour rendre compte des diverses manifestations des deux hystérèses. Le parallélisme des variations des deux hystérèses, lequel peut en être envisagé comme un corollaire, a été tout particulièrement mis en lumière par les expériences.

La loi de variation du champ coercitif élémentaire $H_c$ avec la température présente beaucoup d'analogie d'un corps à l'autre sans qu'on puisse cependant conclure à son unité.

Quant à la fonction elle-même $H_c = \chi(t)$, elle se rapporte sensiblement de la loi théorique $I = f(t)$ dans un grand intervalle de température; ce n'est pas la même loi, mais la parenté de l'une à l'autre semble indéniable.

A côté de ces résultats, le besoin de trouver une représentation claire m'a amené à envisager sous un angle plus général le problème posé. J'ai été conduit à remplacer les aimantations ou champs constants usités en général par des grandeurs magnétiques *homologues*. Cette notion nouvelle, parente de celle des états corpondants de la théorie des fluides, donne une grande unité au groupement des résultats numériques; elle permet en particulier de parler avec précision d'*une* loi de variation avec la température; elle s'applique non seulement aux courbes d'hystérèse, mais aussi à celles d'aimantation.

Les résultats d'ordre moins général que ceux qui viennent d'être mentionnés sont répartis dans le cours du mémoire.

## CHAPITRE I.

## La disposition expérimentale.

1. Le principe. — Le côté *magnétique* est dans son principe identique à celui des appareils de Baily [1] et de Weiss et Planer [2]. On se souvient qu'il consiste à observer la substance placée dans un champ constant tournant; le couple que celui-ci exerce sur elle pour un azimut donné est différent suivant le sens de rotation; c'est par là

(1) F.-G. Baily, *Phil. Transactions*, 1896, t. CLXXXII, p. 715. — Voir aussi *Electrician*, 1894, t. XXXIII, p. 516.

(2) P. Weiss et V. Planer, *l'Hystérèse dans les champs tournants* (*Bulletin des Séances*, 1908, p. 5 et *J. de Phys.*, 1908, 4e série, t. VII, p. 5).

que se traduisent dans cette expérience les phénomènes d'hystérèse. Considérons maintenant le couple *moyen* pour une révolution complète du champ ; il est facile d'établir qu'*il est proportionnel à l'énergie dépensée dans la substance pendant un tour entier*. Mesurer ce couple équivaut donc à mesurer l'énergie dépensée par hystérèse dans la substance, s'il n'y a pas d'autre cause de déperdition d'énergie. Or la mesure d'un couple est chose facile au moyen de la torsion d'un ressort et d'une observation d'angle ; la détermination de l'hystérèse (aire du cycle d'aimantation dans le cas de l'hystérèse alternative ordinaire) par cycle revient donc à *une seule lecture* sur une échelle. Plus précisément, l'énergie E dissipée par cycle est donnée par la formule :

$$E = 2\pi C\alpha,$$

où C est la constante du ressort antagoniste préalablement taré en unités absolues et $\alpha$ son angle de torsion.

Il est clair que l'on peut de cette façon observer toutes sortes d'aspects du phénomène suivant les variations que subit la grandeur de l'aimantation au cours de sa rotation ; je ne me suis occupé que des cas extrêmes où le vecteur aimantation décrit un cercle ou bien oscille le long d'une droite entre deux valeurs égales et de signes contraires. Ce but a été atteint simplement à l'aide des champs démagnétisants causés par la position relative de la substance : travaillée sous forme de disque très mince, elle est fixée dans le champ tournant tantôt horizontalement, tantôt verticalement. Il est visible que, dans le premier cas, l'aimantation décrira un cercle (l'isotropie du corps étant admise) et dans le second une courbe extrêmement aplatie donnant sensiblement une image de l'aimantation purement alternative.

On trouvera plus loin la discussion sur les dimensions les plus favorables à donner aux disques et l'approximation atteinte.

Pour l'obtention et la mesure des températures élevées, la substance était placée dans un four électrique à résistance, non loin de la soudure d'un pyromètre Le Châtelier.

2. Le champ tournant. — Il était fourni par un électro-aimant rotatif dont les principales caractéristiques sont : diamètre des noyaux, 60 millimètres ; nombre maximum d'ampères-tours, 17 500 ; champ avec cette force magnétomotrice et pièces polaires planes de même diamètre que les noyaux : 8 000 gauss pour 23 millimètres d'ouverture de l'entrefer. Le montage général (*fig.* 1) est imposé par les exi-

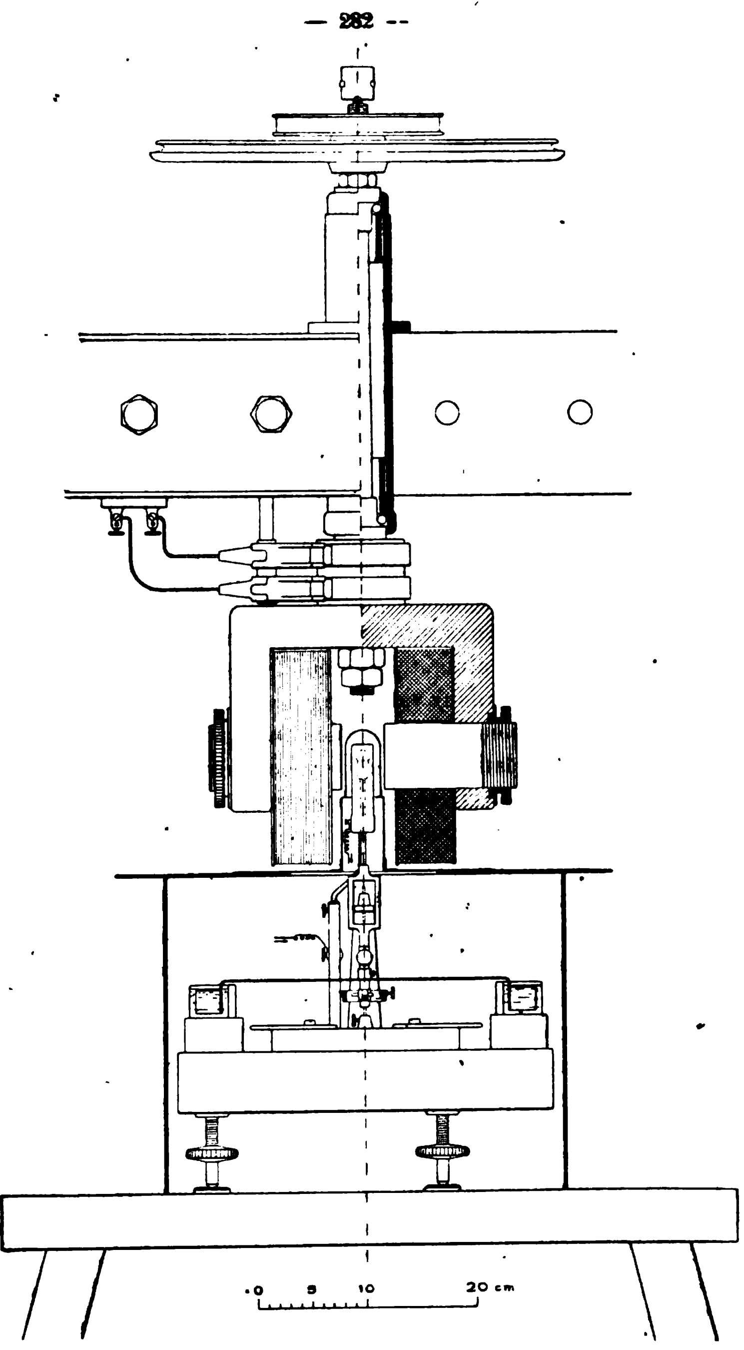



FIG. 1.

gences thermiques à satisfaire; l'électro-aimant est fixé au-dessus de l'hystérésimètre, à un axe vertical tournant sur palier à billes; le tout est maintenu dans des cornières encastrées. La rotation était communiquée à l'aimant par un moteur monophasé à induction par l'intermédiaire d'une corde. Ne demandant aucune résistance de réglage et sa vitesse ne dépendant à charge constante que de la fréquence du réseau urbain, bien suffisamment invariable ainsi que je l'ai vérifié, ce moteur s'est montré fort pratique; il a seulement été nécessaire de lui adjoindre un dispositif permettant la rotation dans les deux sens par permutation des phases de démarrage. Un jeu de poulies à gorge donnaient à volonté par leurs combinaisons six vitesses différentes échelonnées entre 90 et 600 tours par minute.

3. L'hystérésimètre proprement dit. — C'est de beaucoup l'or-

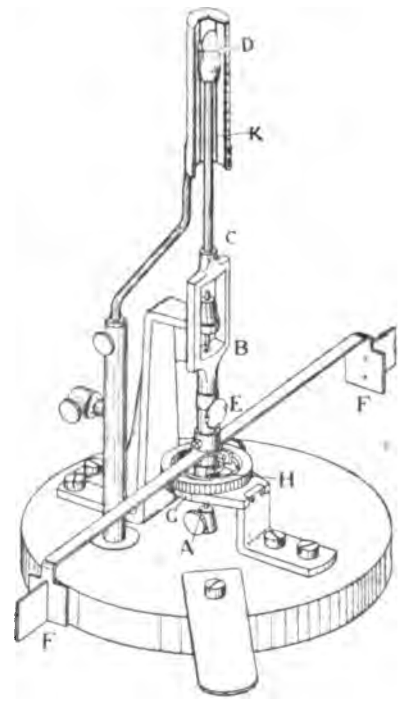



Fig. 2.

gane le plus délicat de toute l'installation (*fig.* 2). Il s'agit, dans le principe, d'une tige rigide verticale mobile autour de son axe de

symétrie, lequel doit coïncider autant que possible avec l'axe de rotation de l'aimant.

L'axe en question est déterminé dans l'espace par deux pointes d'acier solidaires d'un bâti fixe sur lesquelles tournent les deux pivots de saphir de l'équipage mobile; l'un des pivots est en A (*fig.* 2), l'autre en B où la tige a dû être ouverte en forme de cadre pour laisser la place au porte-pointe. Les disques à étudier se fixent au sommet D de l'hystérésimètre.

Les conditions auxquelles doit satisfaire cet équipage mobile sont multiples et contradictoires : légèreté, rigidité, absence de magnétisme, exclusion des courants de Foucault, indifférence aux températures élevées... J'ai pu me rendre compte qu'il était préférable de renoncer complètement à un équipage métallique, et je me suis adressé en fin de compte à un support de bois de teck dans sa fraction AC et de porcelaine surmontée d'un bloc de faïence ou de stéatite dans sa partie supérieure CD. Moyennant quelques précautions quant à la direction des fibres du bois, ce type d'équipage n'a souffert de façon appréciable du rayonnement du four qu'au bout de deux ou trois mois d'usage dans les cas les plus défavorables.

Au support sont encore fixés : un petit miroir concave E pour la lecture des déviations sur une échelle placée à 2 mètres; l'amortisseur d'aluminium FF dont les ailettes trempent dans un bain de pétrole. Il est de toute importance que l'équipage oscille le moins possible, puisqu'il s'agit d'observer une déviation constante; il faut donc que sa période d'oscillation propre soit beaucoup plus grande que la période de rotation du champ si l'on veut éviter la résonance; c'est là l'origine de la grandeur des branches de l'amortisseur (15 centimètres à partir de l'axe), car le moment d'inertie augmente avec leur longueur très rapidement sans entraîner un supplément proportionnel de poids.

Lorsque les disques sont fixés verticalement, l'excitation des oscillations du système est manifestement des plus intenses; j'ai été obligé dans ce cas d'augmenter encore artificiellement le moment d'inertie de l'équipage en chargeant les ailettes de l'amortisseur par des cavaliers métalliques.

Le ressort antagoniste est pincé à ses deux extrémités dans deux douilles dont l'une pénètre à frottement dur dans l'anneau G en faisant ainsi corps avec le bâti et l'autre est ajustée en H sur la tige mobile au moyen d'une petite vis; ce dispositif assure une parfaite

interchangeabilité des ressorts et en outre il permet d'étalonner ceux-ci une fois pour toutes, car les deux douilles sont fixées invariablement et définitivement à chacun d'eux. Une simple rotation de la douille extérieure dans son anneau change à volonté la position du zéro. L'équipage mobile complet pèse de 30 à 35 grammes.

Les deux pointes d'acier trempé très sec sont amovibles; on les remplace aussitôt que les frottements indiquent que leur acuité n'est plus suffisante. La base du bâti, un disque de plomb massif pourvu de manettes pour son transport commode, repose sur une petite table à vis calantes; elle garantit par son seul poids une stabilité parfaite.

4. La température; réglage et mesure. — Le four est du type à carcasse métallique cylindrique fermée à sa partie supérieure; le choix du métal est dicté par les conditions particulières à chaque cas; ici l'argent était tout désigné qui, non magnétique et inaltérable jusqu'au-dessus de 800° (le point de transformation $\alpha\beta$ du fer est vers 760°), est en même temps un excellent conducteur de la chaleur.

Une nouvelle modification est nécessitée par les conditions magnétiques de l'expérience : ainsi placé dans un champ tournant, le noyau est disposé tout à fait favorablement pour faire écran ensuite au champ des courants induits; j'ai pu, en fait, me rendre compte par des expériences préliminaires que cette influence était parfaitement appréciable. En fendant le cylindre d'argent le long de ses génératrices en six endroits, cet effet nuisible a été totalement éliminé (*fig.* 2, K). La rigidité a naturellement souffert de cette segmentation; pour éviter en particulier une déformation de la carcasse lors de l'enroulement, j'ai fixé celle-ci sur un tube de verre de diamètre convenable, puis, le four totalement achevé et chauffé par courant électrique, il suffit d'introduire brusquement quelques gouttes d'eau dans l'intérieur pour briser le tube de verre qu'on retire ensuite par fragments. La température du four préalablement étudiée est vers 700° constante à 0°,5 sur 15 millimètres à partir du fond.

Dans le voisinage immédiat du disque en observation est maintenue la soudure d'un couple platine-platine rhodié isolé par des tubes de quartz. Son étalonnement a été fait par points fixes [1].

---

[1] Ceux-ci étaient : ébullition de l'eau, fusion de l'étain (232°), ébullition du benzophénone (306°), ébullition du soufre (444°,6), fusion de l'antimoine (630°).

Au commencement, j'observais directement les déviations d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval à faible résistance fermé sur le couple et shunté par une résistance de fer dont la grandeur était choisie de façon à éliminer l'effet de variations de la température ambiante sur les déviations. Dans la suite des expériences, j'ai pu mesurer les températures en comparant directement au moyen d'un potentiomètre les forces électromotrices correspondantes à celle d'un élément au cadmium.

5. Disposition générale. — Pour qu'un seul observateur puisse surveiller l'ensemble et faire les lectures, on a réuni à proximité immédiate : échelle de l'hystérésimètre, ampèremètres et résistances de réglage des circuits d'aimantation et de chauffage, potentiomètre et son installation galvanométrique, leviers de commande du moteur, commutateurs; etc. On aura déjà remarqué que l'aimant et l'hystérésimètre sont totalement indépendants l'un de l'autre quant à leurs sustentations respectives, d'où une complète sécurité par rapport aux trépidations.

La rotation de l'aimant met en branle un tourbillon d'air intense dont l'appareil de mesure proprement dit doit être complètement isolé sous peine de rendre toute observation impossible. A cet effet, il est placé dans la caisse dont on voit la coupe en gros traits sur la *fig.* 1; le grand cylindre vertical dans lequel est pratiquée une fenêtre à la hauteur du miroir ainsi qu'une partie du couvercle sont en carton; le reste, au voisinage du four, est en laiton. Toute cette enveloppe peut être facilement démontée ou remontée en une minute.

Chaque fois que la grandeur de l'entrefer l'a permis, le four a été recouvert d'un cylindre de verre terminé par une calotte, ce qui le protégeait très efficacement contre les courants d'air et rendait par là la constance de la température plus aisée à entretenir.

6. Mesures accessoires. — a) *Aimantation et champ.* — Pour la représentation des résultats, il est rationnel, au moins dans beaucoup de cas, de choisir comme variable indépendante, au lieu du champ tournant, l'intensité d'aimantation au sommet du cycle que fait décrire ce champ. Il était donc avantageux de connaître cette grandeur, au moins approximativement; je me suis adressé dans ce but de nouveau à une mesure par couples dont voici le principe :

Considérons un disque très mince vertical dans un champ magné-

tique H et solidaire d'un équipage mobile pourvu d'un ressort antagoniste. La direction du champ étant dans le plan de la plaque, tout le système sera en équilibre.

Supposons maintenant que le champ tourne à partir de la première position d'un angle $\alpha$ que nous admettons très petit (quelques degrés au plus). Ensuite de l'aimantation induite I, la substance sera sollicitée de la part du champ par un couple M, et elle tournera jusqu'à la position caractérisée par l'angle $\beta$, le couple antagoniste du ressort équilibrant celui d'origine magnétique, d'où l'équation :

$$M = HI \cdot v \cdot \sin(\alpha - \beta) = C\beta.$$

C = constante du ressort, $v$ = volume de la plaque.

On en pourrait tirer I.

Cette équation serait parfaitement rigoureuse si l'aimantation demeurait parallèle au plan de la plaque (si celle-ci était taillée normalement à l'axe d'un cristal de pyrrhotine par exemple). Mais quelle que soit l'importance des phénomènes démagnétisants normaux, une substance isotrope s'aimantera toujours un peu normalement au plan sous l'influence de la composante normale du champ. Soit $I_n$ la composante normale de l'aimantation, la composante parallèle $I_p$ se confond avec I ensuite de la petitesse des angles (cos).

La condition d'équilibre devient, en tenant compte des deux composantes :

$$(1) \qquad C\beta = HI \cdot v \cdot \sin(\alpha - \beta) - HI_n v \cos(\alpha - \beta).$$

Soit $k$ la susceptibilité, on a, la plaque étant supposée infiniment mince :

$$(2) \qquad I_n = k\,[H \sin(\alpha - \beta) - 4\pi I_n].$$

Tirant de là $I_n$ et remplaçant dans (1) :

$$C\beta = HIv \sin(\alpha - \beta) - \frac{H^2 v \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha - \beta)}{4\pi + \frac{1}{k}}.$$

Tenant compte de cos $(\alpha - \beta) \backsim 1$ et du fait que la susceptibité normale est grande avec les faibles aimantations entrant en jeu, on trouve, toutes réductions faites :

$$I = \frac{C\beta}{Hv \sin\alpha\,(1 - \beta \operatorname{cotang}\alpha)} + \frac{H}{4\pi}.$$

Toutes les quantités du second membre sont immédiatement accessibles à l'expérience.

La méthode a malheureusement un point faible : c'est l'incertitude sur la composante normale de l'aimantation dont le terme $\frac{H}{4\pi}$ représente la correction nécessitée.

Il est bien clair que ce terme peut devenir très important vis-à-vis du premier, si la substance exige un champ élevé pour son aimantation ; ce cas se rencontre pour la magnétite dont je n'ai pas déterminé l'aimantation. La méthode s'est adaptée fort bien au nickel ; un contrôle à température ordinaire effectué ballistiquement avec des appareils entièrement différents a donné une très bonne coïncidence jusque dans un champ de 600 gauss où cependant le terme $\frac{4\pi}{H}$ atteint 12 0/0 déjà du terme principal. Dans des champs plus intenses, l'erreur croît rapidement.

Pour l'application de la méthode, la connaissance des champs en unités absolues est indispensable. Je les ai mesurés au moyen de la balance électromagnétique de Cotton. Je voudrais remarquer, à ce propos, que la certitude de pouvoir revenir au même champ, pour la même intensité du courant magnétisant, s'étend, à condition qu'on s'entoure de précautions très attentives dans la désaimantation, à des champs beaucoup plus faibles qu'on ne l'admet généralement. En se servant pour désaimanter le circuit magnétique (fer de Suède) de courant alternatif à 50 périodes, j'ai pu obtenir des champs de l'ordre de *dix* gauss avec une précision de 1 0/0. Et notons qu'il y correspond encore à l'intérieur des disques des valeurs notablement plus faibles ensuite des phénomènes démagnétisants.

Ceci montre assez que l'étude de *tout le domaine* compris entre les champs faibles et la saturation peut être exécutée sans changement avec le *même appareil.* Si l'on ajoute à cela que le dispositif de *mesure de l'hystérèse* décrit plus haut est applicable à la *mesure de l'aimantation* sans aucune modification autre que l'adjonction d'un miroir à l'axe de l'aimant et d'une échelle (pour l'angle $\alpha$), il sera superflu d'insister sur les avantages inestimables qu'offre le procédé au point de vue de l'économie de temps et de la commodité. Remarquons seulement que l'aimantation et les hystérèses sont déterminées sur les mêmes échantillons et dans des conditions thermiques rigoureusement identiques.

b) *Ressorts et leurs constantes.* — Je me suis servi exclusivement de ressorts d'acier après quelques essais peu satisfaisants avec divers métaux et alliages. Leurs constantes (couple par unité d'arc de torsion) étaient comprises entre 1 000 C. G. S. et 5 000 environ.

Leur étalonnement en unités absolues a été effectué par la méthode dynamique en notant les périodes d'oscillation de l'équipage mobile seul, puis avec un supplément connu de moment d'inertie représenté par deux cavaliers de masse et éléments géométriques déterminés avec précision, qu'on plaçait sur les ailettes de l'amortisseur : la distance de chacun d'eux à l'axe a été repérée au cathétomètre. Les durées d'oscillation ont été observées pour des amplitudes du même ordre que celles des observations proprement dites et l'appareil étant en place.

7. Marche des expériences, causes d'erreur, sensibilité, précision. — Les observations ont été conduites de la façon la plus symétrique possible. L'intensité du courant magnétisant étant réglée à la valeur désirée, celui-ci est commuté un certain nombre de fois pour arriver au champ correspondant de façon non équivoque; puis on fait une lecture pour chaque direction du courant, on renverse le sens de rotation de l'aimant et on fait encore deux lectures; la différence des moyennes de droite et de gauche fournit la double déviation qui est évidemment indépendante et du zéro de l'appareil et d'une dissymétrie du champ. Après avoir relevé ainsi tous les points à champs croissants par exemple, on a toujours relevé à nouveau quelques-uns d'entre eux choisis au hasard en revenant en arrière avec le champ ; la concordance avec les valeurs antérieures fournit un contrôle à la fois de la valeur exacte du champ déterminé par l'intensité du courant et de la bonne désaimantation de la substance.

Mais auparavant quelques précautions sont nécessaires lors de la mise en action de l'hystérésimètre, je vais en dire quelques mots.

Le disque à observer était d'abord collé sur le support en prenant garde qu'il soit centré sur l'axe d'oscillation, puis tout l'appareil transporté vers l'aimant et mis en place en centrant l'axe des pointes sur l'axe de rotation de l'aimant. Suffisant pour le nickel et la magnétite, ce centrage doit être perfectionné encore pour le fer; on le fait par tâtonnements jusqu'à extinction de la dissymétrie des déviations.

En agissant en outre sur ces vis calantes, j'ai réglé une fois pour

toutes la position de la table supportant l'hystérésimètre de telle sorte que les deux pivots soient dans la même verticale, un calcul simple montre que ce réglage doit être passablement parfait pour la mesure des couples faibles.

L'appareil était bien suffisamment sensible pour étudier normalement les quantités de matière de $0^{gr},2$ en moyenne. Pour donner une idée de la limite de cette sensibilité, je dirai qu'il était encore possible d'apprécier des couples correspondant à une *force de* 0,1 *dyne agissant à* 1 *centimètre de l'axe*.

Les déviations lues ont été en moyenne de 100 à 200 millimètres; en admettant l'estimation de $0^{mm},1$, la précision *relative* de l'hystérèse serait de 1 à 2 0/00 dans les cas favorables. La mesure de la température et sa constance doivent être envisagées comme sûres à 1° près. On verra plus loin que les phénomènes superposés d'irréversibilité n'ont guère permis d'étudier les *lois de variation* à plus de 1 0/0. Néanmoins la précision élevée de l'hytérésimètre pour des valeurs relatives a été extrêmement précieuse comme moyen de recherches et notamment pour des cas extrêmes.

Les constantes des ressorts, toutes les erreurs d'étalonnement considérées, ne peuvent être exactes au delà de 0,5 0/0. Il s'ensuit que les valeurs *absolues* de l'hystérèse doivent être considérées comme certaines à 1 0/0 près; elles ont du reste peu d'importance en elles-mêmes et une erreur systématique sur cette grandeur n'entraîne aucune altération des conclusions qui suivront, puisque un même échantillon a été toujours étudié complètement avec le *même ressort*.

Aucune influence magnétique n'a pu être constatée sur les ressorts. Par contre, lorsque le four était maintenu un temps prolongé (une à deux heures) vers la température 750° (point critique du fer), l'atmosphère de toute la caisse de l'hystérésimètre était suffisamment réchauffée pour produire une variation appréciable de la constante du ressort (à peu près 1 0/0). Avec le nickel et la magnétite, cette influence ne se fait plus sentir ensuite des températures moins élevées de leurs points critiques.

Enfin, au sujet de la légitimité de l'emploi de disques, voir le mémoire précité de MM. Weiss et Planer, page 14.

8. Dimensions des disques, courants de Foucault. — Le choix des dimensions des disques est un point important; il faut, pour atté-

nuer la délicatesse des mesures, prendre le plus de matière possible, mais les limites de choix sont singulièrement restreintes par d'impérieuses exigences d'un autre ordre. De prime abord on voit déjà que le diamètre des plaques ne peut surpasser 13 millimètres, afin d'éviter tout frottement contre les parois du four dont le diamètre intérieur est de 14 millimètres.

La grandeur disponible est donc la seule épaisseur de la plaque ; malheureusement ce n'est de nouveau qu'une apparence ; pour être beaucoup plus dissimulées et indirectes que celles qui limitent le diamètre, les raisons qui commandent l'amincissement des disques, lesquelles vont être exposées dans les remarques suivantes, n'en sont que plus péremptoires.

Considérons la plaque verticale dans le champ; pour que l'hystérèse soit sensiblement alternative, il faut que l'effet démagnétisant normal au disque soit très intense; le facteur démagnétisant normal à une plaque infiniment mince est $4\pi$ ; cette valeur limite est pratiquement atteinte sans trop de peine, et on ne peut plus gagner beaucoup en continuant à amincir. Partant de là, on serait tenté de conclure, par exemple, qu'il n'y aurait aucun avantage appréciable à choisir un disque de $0^{mm}$,2 d'épaisseur, plutôt qu'un autre de $0^{mm}$,5, puisqu'on ne gagnerait par là guère que 4 0/0 sur le facteur démagnétisant. Une telle déduction, juste en soi, serait cependant prématurée, parce qu'elle n'envisage qu'un des côtés de la question ; le facteur démagnétisant diamétral entre aussi en ligne de compte, de façon indirecte il est vrai. Ceci tient au fait que toutes les expériences sont effectuées dans un *champ tournant constant;* or les champs nécessaires pour atteindre une certaine *aimantation diamétrale* varient dans le même sens que le facteur démagnétisant diamétral; suivant la valeur de ce dernier, le champ tournant devra être plus ou moins élevé et fera passer pendant sa rotation l'aimantation normale à la plaque aussi par des valeurs plus ou moins élevées pour la même aimantation diamétrale.

Voici, pour fixer les idées, un exemple concret choisi parmi les cas observés : deux disques du même nickel et tous deux de 11 millimètres de diamètre ont respectivement $0^{mm}$,2 et $0^{mm}$,4 d'épaisseur; un champ extérieur de 200 gauss fait passer par sa rotation les aimantations diamétrale et normale du premier par les valeurs respectives 450 et 15 C. G. S.; pour le second, l'accession de la même aimantation diamètrale demande 320 gauss, soit 60 0/0 *de plus* et cause par là un accroissement de l'aimantation normale parasite également de 60 0/0.

Nous avons donc là une première raison d'amincir les échantillons autant que faire se peut, la seconde nous est fournie par les courants de Foucault développés par la rotation du champ dans les plaques elles-mêmes ; il n'est évidemment pas possible de supprimer ce phénomène parasite; tout ce qu'on peut faire est de le rendre aussi inoffensif que possible.

Il est aisé de voir que, pour des disques minces, l'énergie dépensée par cycle de cette façon est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à la *troisième puissance de l'épaisseur* de la plaque, celle-ci étant *horizontale*, et à la *première puissance* pour la position *verticale;* comme l'*hystérèse* croît dans les deux cas comme la *première puissance* (volume), il sera, au point de vue de l'hystérèse tournante, très avantageux d'amincir le disque, tandis que la chose reste différente pour l'hystérèse alternative. De fait, en choisissant des échantillons de 0mm,2 d'épaisseur, les courants de Foucault ont eu une action totalement négligeable dans les disques horizontaux, et elle n'a pas dépassé 3 ou 4 0/0 dans l'autre cas.

La correction a été déterminée directement en faisant une double observation pour deux vitesses différentes et connues pour chaque champ et en admettant l'influence des courants proportionnelle à la vitesse. Il va de soi que cette correction n'a pas été observée seulement à température ordinaire, puisque et l'induction B et la résistance électrique des échantillons sont fonctions de la température.

9. Échantillons et leur protection. — a) *Nickel.* — Les disques ont été découpés directement dans une tôle « Kahlbaum » de 0mm,2 d'épaisseur, il contient une très légère proportion de cobalt.

b) *Magnétite artificielle.* — Je l'ai préparée en grillant au chalumeau à oxygène de l'oxyde de fer $Fe^2O^3$ dans une minuscule capsule d'iridium.

La petite lentille qui se constitue peu à peu est ensuite usée à l'émeri très fin jusqu'à la forme discoïde désirée; je n'ai cependant pas réussi à en réduire l'épaisseur au delà de 0mm,5 ensuite de sa très grande fragilité Pour éviter une rupture de l'éprouvette pendant les différents traitements et aussi pour prévenir un contact avec des corps (silicate soluble ou autres) [1] pouvant l'altérer à chaud, elle a été logée une

[1] Toute fixation métallique est totalement exclue par les courants de Foucault.

fois pour toutes dans une petite boîte de stéatite avec interposition d'un double matelas de magnésie calcinée.

c) *Fer.* — Le problème à résoudre est ici plus malaisé ; il n'y aurait pas eu trop de difficultés à entretenir une atmosphère neutre dans le four ; mais, outre que la question du collage de la plaque aurait subsisté entière, on aurait été à la merci du moindre incident, puisque une condition essentielle est de pouvoir expérimenter avec une masse demeurant identique à elle-même plusieurs semaines consécutives ; j'ai préféré entourer la plaque d'une enveloppe imperméable. Après avoir remarqué que le contact du platine altère le fer, j'ai procédé ainsi qu'il suit :

Une plaque épaisse de verre peu fusible est creusée mécaniquement d'une cavité cylindrique ; on y introduit la plaque métallique en ayant pris soin d'étendre au-dessous un lit de magnésie comprimée, de même au-dessus de la plaque, et on recouvre le tout d'un couvercle de verre préalablement taillé au diamètre voulu ; puis on soude le couvercle tout le long de sa circonférence au chalumeau ; enfin on rode à la meule le bloc ainsi formé aux dimensions exigibles. On prend soin, avant de souder, de garnir la fissure circulaire avec de la poudre du même verre. J'ai expérimenté avec trois échantillons ainsi protégés, et n'ai jamais eu à constater ni une altération de la surface du fer (contrôlé par pesées) ni le moindre bris de verre, encore que les variations de température aient été souvent brutales.

CHAPITRE II.

## Irréversibilité thermique, viscosité et vieillissement.

Les phénomènes dont il s'agit ici sont encore mal ou presque pas connus et, quant à leur origine, totalement obscurs. Le présent chapitre est consacré à discuter leur influence sur les recherches entreprises et à développer les hypothèses générales que mes expériences propres suggèrent sur ce sujet ; nous serons en particulier conduits à l'idée que ces phénomènes d'aspects si variés procèdent très probablement d'une seule et même cause intime.

Je vais tout d'abord préciser les désignations sur lesquelles règne encore passablement de confusion et faire en même temps ressortir la nature des problèmes qui se posent. Envisageons en pre-

mier lieu la dépendance des variables aimantation $\mathfrak{I}$ et champ H, abstraction faite de la température; nous avons alors affaire aux courbes d'aimantation bien connues; le fait de l'influence sur la valeur de $\mathfrak{I}$ de l'hystérèse magnétique antérieure est de l'*irréversibilité* proprement dite : *à un certain champ inducteur peuvent correspondre toutes sortes de valeurs de l'aimantation;* mais le champ ne variant plus, $\mathfrak{I}$ conserve la même valeur, toute autre influence extérieure étant supposée écartée. Et maintenant on sait que, dans les champs faibles, $\mathfrak{I}$ n'atteint pas instantanément sa valeur définitive pour un champ donné, cela peut même durer quelques minutes : c'est l'effet connu sous le nom de *viscosité :* à la fonction $\mathfrak{I}$ de H, il faut adjoindre une certaine *fonction du temps.*

Les choses se présentent de façon absolument analogue à température variable, mais elles sont ici d'un ordre beaucoup plus général; on a, en effet, une variable de plus, la température, et c'est elle qui joue ici le rôle de variable indépendante qu'avait le champ dans le phénomène que je viens de rappeler; quant à la valeur de l'aimantation, son rôle sera détenu par toute la *courbe d'aimantation*, respectivement par les *courbes d'énergie perdue par cycle pour tous les champs.* En d'autre termes, on aura à discuter des surfaces au lieu des courbes, des *déformations de courbes entières* au lieu de *déplacements de points.* Et nous retrouvons ici les deux phénomènes ci-dessus, mais généralisés : l'irréversibilité est constatable lors de la trempe de l'acier par exemple, et la viscosité n'est pas autre chose que ce que la technique comprend sous le mot de *vieillissement* à propos des modifications spontanées du fer des transformateurs. Viscosité et vieillissement doivent donc être envisagés comme synonymes, signifiant simplement *fonction du temps.*

**10.** Difficultés introduites par ces phénomènes et méthodes employées pour les tourner. — Disons dès l'abord que nous n'avons pu trouver *absolument aucun corps* dépourvu, même de façon approchée, de ces gênantes propriétés. Faisons toutefois une réserve pour être complet : pour les substances pures, la valeur de *l'aimantation à saturation*, elle, repasse par les mêmes valeurs [1] pour chaque température que l'on relève la courbe en chauffant ou en refroidissant, ce qui est en accord du reste avec les théories molé-

[1] P. Curie, P. Weiss.

culaires du magnétisme. Ceci n'entraîne pas du tout, comme il pourrait sembler à première vue, la réversibilité thermique de *l'aire du cycle limite* (décrit entre les deux valeurs positive et négative de l'aimantation à saturation); la propriété énoncée exprime uniquement la réversibilité des *sommets des cycles*.

Ceci dit, cherchons à nous rendre compte de l'importance énorme que ces phénomènes peuvent prendre vis-à-vis des recherches entreprises. Quel est, en somme, le problème directeur? Observer l'hystérèse alternative, l'hystérèse tournante et l'aimantation d'un certain échantillon pour rechercher, entre autres, les liaisons mutuelles qu'elles peuvent posséder. Or il est clair que, ne pouvant les observer au même instant toutes les trois, il faudrait au moins, pour que les résultats puissent avoir une valeur comparative, que l'échantillon se retrouve identique à lui-même dans les trois cas, et ceci notamment dans sa constitution intime. Il est donc de toute nécessité, avant de tirer toute conclusion, d'étudier les moyens de ramener à volonté une substance à un état magnétique donné après qu'elle l'a quitté à la suite de processus quelconques.

Par leur nature même, de tels essais sont longs et malaisés, où l'on est obligé de tâtonner passablement et où le temps entre lui-même en jeu comme variable déterminante; ce sera donc une grande économie de temps de connaître des points de repère faciles à atteindre, des valeurs du champ en quelque sorte caractéristiques de l'état magnétique du corps, permettant d'emblée une conclusion générale sur *toute la courbe* en fonction du champ. Des points relevés à diverses températures et à même champ extérieur sont évidemment ininterprétables pour plusieurs raisons; il pourrait se faire par exemple qu'au même champ extérieur corresponde la même hystérèse, alors que l'aimantation du disque ne sera pas du tout la même, et on conclurait faussement que la substance se retrouve dans le même état magnétique.

L'hystérèse alternative au *cycle limite* remplit justement ces conditions; c'est quelque chose de bien déterminé, indépendant en particulier de la grandeur du champ extérieur à partir d'une certaine valeur; la comparaison entre les valeurs de l'aire de ce cycle avant et après une transformation thermique indiquera immédiatement si le champ coercitif élémentaire a augmenté ou diminué. Je n'ai cependant pas procédé en général de cette façon, un fait que mes expériences ont mis en évidence et sur lequel je reviendrai avec plus

de détails ayant facilité les essais : *le maximum d'hystérèse tournante varie suivant des lois très analogues, sinon identiques à celles du maximum d'hystérèse alternative* (aire du cycle limite). Or la position horizontale des disques permet des observations beaucoup plus commodes que leur fixation verticale ; il était donc tout indiqué de se servir du *maximum d'hystérèse tournante comme moyen d'investigation ;* c'est à ce parti que je me suis arrêté définitivement.

En résumé, la discusion ci-dessus montre la possibilité de trouver un *cycle qui est fonction seulement de la température et pas du champ*, ou bien encore de changer, pour le contrôle de l'état des substances, le problème à *trois variables en un problème à deux variables seulement.*

Nous allons maintenant entrer dans un exposé détaillé des propriétés observées ; comme elles se présentent sous un aspect assez variable d'une substance à l'autre, nous les discuterons séparément pour chacune d'elles.

**11.** Nickel. — J'ai pu observer dès les premières expériences une irréversibilité énorme : en chauffant jusque vers 1 000°, l'hystérèse (1) à température ordinaire a passé de 18 000 à 8 300 ergs par centimètre cube, soit à 40 0/0 de sa valeur initiale, puis un nouveau recuit du même genre a encore réduit cette dernière valeur de 20 0/0. Inutile, d'ailleurs, de prendre des précautions particulières pour le refroidissement. Or, des recuits jusque vers 600 à 700° ne produisant que des modifications très peu importantes en regard de celle qui vient d'être caractérisée, je présume qu'il doit y avoir pour le nickel une *région de transformation dans les environs de* 900°, *région* et non pas *point* de transformation, comme je crois l'avoir vérifié par quelques expériences sommaires.

Les états magnétiques ainsi obtenus ne sont pas stables ; le nickel redevient progressivement plus dur (2) avec une allure d'abord rapide (20 0/0 en quatre jours), puis de plus en plus lente (six mois après 16 000 ergs par centimètre cube), ceci bien entendu sans autre action que celle du temps.

Je ne reproduis pas ici les nombreuses courbes irréversibles relevées pour chercher des états déterminés sans ambiguïté. — Comparons

---

(1) « Hystérèse » sans autre indication désignera toujours l'une des valeurs limites (tournante ou alternative).

(2) Plus dur signifie ici « à plus grande hystérèse ».

les courbes $E_{max} = f(t)$ obtenues en faisant varier la température rapidement et ne s'arrêtant à chaque température que le temps de la laisser s'équilibrer et d'observer la déviation. Ces courbes sont représentées *fig.* 6 et les nombres qui les caractérisent consignés aux tableaux IV et V; le relevé de chaque série (chauffage et refroidissement) demande environ deux heures. Renvoyant au chapitre III la discussion de la physionomie des courbes, je vais seulement formuler une loi approximative qu'elles suggèrent, laquelle est précieuse surtout comme moyen de recherche et que nous retrouverons avec beaucoup plus de netteté avec la magnétite.

Le tableau I contient les rapports respectifs des *hystérèses maxima de même espèce* à l'état dur, puis beaucoup plus doux[1]. Le maximum à l'état doux a été posé égal à 1 dans chacune des colonnes.

TABLEAU I

| $t$ | Hyst. alternative | Hyst. tournante |
|---|---|---|
| 18° | 1,43 | 1,62 |
| 100 | 1,48 | 1,62 |
| 150 | 1,49 | 1,57 |
| 200 | 1,50 | 1,53 |
| 250 | 1,50 | 1,53 |
| 300 | 1,52 | 1,52 |
| 350 | 1,50 | 1,53 |

On peut conclure de ce tableau que *les lois de variation du cycle limite* (*dans chacune des deux hystérèses*) *sont approximativement les mêmes, que le nickel soit à l'état dur ou à l'état doux.*

On ne peut attacher grande importance aux points dans le voisinage des conditions ordinaires où le nickel s'est toujours montré très capricieux et instable ; j'ai des raisons de penser, sans pouvoir d'ailleurs l'affirmer, que la région des températures habituelles joue pour ce métal un rôle analogue à celle que nous allons rencontrer pour la magnétite aux environs de 400°.

Quant aux expériences complètes à champ variable dont on trouvera les résultats au chapitre V, elles concernent les nombres obtenus en recuissant avant *chaque* série à une température donnée du nickel déjà doux jusque vers 380° (au-dessus de la transformation magnétique) ; ce procédé s'est révélé en somme le plus pratique pour l'obtention de résultats comparables.

---

(1) Les valeurs absolues de ces rapports n'ont aucune signification intéressante, car, pour plus de généralité, on n'a pas pris de précaution pour partir des mêmes états initiaux dans les deux cas.

12. Magnétite. — C'est le corps qui a donné les résultats les plus systématiques sur l'irréversibilité et les effets connexes. Je vais donner un aperçu de ses propriétés spécifiques dans cette direction.

Le fait le plus saillant que j'ai isolé après quelques tâtonnements, est la *localisation en quelque sorte de l'irréversibilité* dans une région assez restreinte. Une courbe relevée sans précaution spéciale a l'aspect que représente la *fig.* 3. La courbe retour passe de façon très accentuée au-dessous de la courbe aller vers 500°, puis la rejoint *presque*, tout en restant au-dessous. Point n'est besoin, d'ailleurs, de chauffer jusqu'au-dessus du point de transformation pour déclencher l'irréversibilité (voir segment DB, *fig.* 3); il s'agit donc de toute une région.

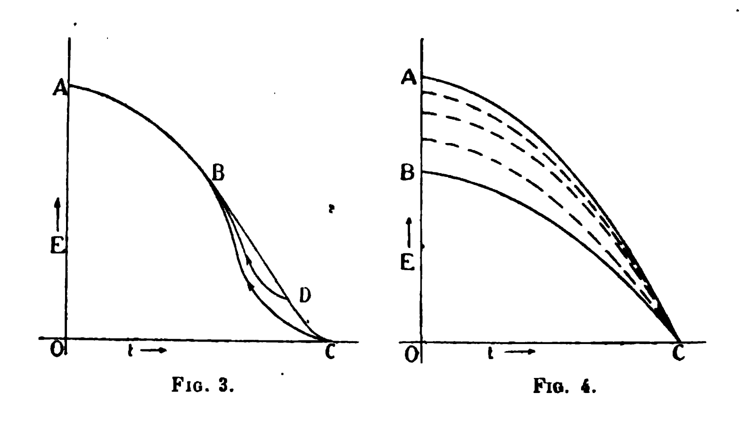



Fig. 3. Fig. 4.

Que se passe-t-il au contraire dans l'intervalle 18°-350° ? — Réversibilité à peu près complète, et qui plus est, réversibilité soit avec la substance à l'état doux, soit à l'état dur. Je m'explique. Supposons, pour fixer les idées, que, par un traitement quelconque à haute température, l'hystérèse prenne à 18° la valeur $E_1$ ; on pourra chauffer jusqu'à 350° et revenir à 18°, vite ou lentement, on retrouvera encore $E_1$ à une fraction 0/0 près ; par un nouveau traitement thermique approprié [1], donnons à l'hystérèse, à 18°, la valeur $E_2 = E_1$, on pourra recommencer le même processus entre 18° et 350° sans modifier $E_2$ sensiblement, de même pour n'importe quelle autre valeur de E.

(1) On trouvera plus loin en quoi consistent ces manières de traiter les corps.

Je me servirai pour grouper ces phénomènes et faciliter leur description de la supposition suivante :

*Il existe réellement une loi bien déterminée de variation du champ coercitif* $H_c$ *du cristal élémentaire* [1] *avec la température correspondant à une loi également déterminée de décroissance de l'hystérèse limite.*

Supposons maintenant qu'outre la température, une autre cause agisse sur le champ coercitif; elle se traduira quantitativement par une nouvelle variable $z$, et on aura

$$E = f(t, z)\ [2].$$

L'influence de $z$ est d'un genre nettement délimité par l'hypothèse que nous venons de faire : $z$ joue le rôle d'un paramètre tel que, pour l'une quelconque de ses valeurs, on trouve la même loi $E = f(t)$ à un facteur constant près; ou si l'on veut la fonction E est de la forme simple :

$$E = zf(t).$$

Les sections de la surface $E = zf(t)$, par des plans parallèles au plan des $Et$, forment une famille de courbes semblables dont les projections sont représentées *fig.* 4 dans l'espace ABC.

Revenons aux cas concrets : la variable $z$ ne nous est pas directement accessible, nous savons seulement qu'elle dépend du temps (sans lui être aucunement proportionnelle); si nous pouvions la maintenir constante, nous serions sûrs que nous observerions la vraie loi :

$$E = f(t).$$

Or c'est précisément ce qui arrive dans la région 0°-350°. Nous nous basons ici implicitement sur le postulat suivant : *Si, construisant la courbe* $E = f(t)$, *nous retrouvons les mêmes points t croissant, puis décroissant, et quelle que soit la vitesse de variation de t, l'influence du temps, donc celle de z est nulle* ($z$ = *constante*).

Le fait expérimental exposé ci-dessus des valeurs différentes de $E_1$ et $E_2$, qui se conservent réversibles aussi longtemps que $t < 350°$, correspond dans cette schématisation à placer le point de

(1) Voir, à propos de $H_c$, les chapitres III et IV dans la suite de ce travail.

(2) E sans indice désigne toujours indifféremment hystérèse alternative ou tournante. Toutes les considérations réunies ici s'appliquent aux cycles limites exclusivement. Le chapitre *Eléments homologues* montrera qu'on peut généraliser et de quelle manière.

départ sur deux courbes distinctes de la famille. Il reste maintenant à légitimer la relation hypothétique reliant les différentes courbes de ce système. Voici à cet effet le tableau II des rapports entre les valeurs $E_a$ de l'énergie par cycle alternatif limite aux mêmes températures, mais à des *degrés différents de dureté* (¹).

Tableau II

| $t$ | 18 | 100 | 150 | 200 | 250 | 300 | 350 | 400 | 450 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\frac{E_{dur}}{E_{doux}}$ | 1,164 | 1,169 | 1,173 | 1,175 | 1,162 | 1,151 | 1,142 | 1,129 | 1,169 |

Ces expériences ont duré plusieurs heures, et on voit déjà poindre l'influence du temps à 300°; voici un exemple où l'on a passé d'un seul coup de 350° à 18° :

| | Rapport |
|---|---|
| 18° | 1,164 |
| 350° | 1,160 |

La constance est ici bien plus accusée encore; j'ai d'ailleurs eu l'occasion d'observer de fréquents exemples de la constance du rapport.

Cette remarque à propos de la durée de l'expérience m'amène à envisager l'influence du temps de plus près : il est clair qu'expérimentalement les températures ne sont pas séparées d'une façon tranchée par le point 350°; il s'agit, ainsi que l'indique déjà la série des rapports ci-dessus, d'une question d'ordre de grandeur. A température ordinaire, le vieillissement est pratiquement nul (²); jusque vers 250°, il ne se fait pas sentir en deux ou trois heures; à partir de 350°, sa vitesse augmente dans une proportion formidable pour atteindre son maximum entre 400 et 450°, où ce n'est plus qu'une question de minutes et même de secondes.

Or, vers 450°, de très nombreuses expériences m'ont montré que l'on arrive assez rapidement à des états approximativement identiques à hystérèse faible; dans la schématisation invoquée plus haut, nous dirons que les états correspondant aux points sur les courbes à grande hystérèse sont *instables* et qu'ils tendent alors à passer avec grande rapidité d'une courbe à l'autre. On devra s'attendre d'après ceci à obtenir un point à plus grande ordonnée, si, venant d'un état (à basse température) à grande hystérèse, on amène la température

(¹) Il s'agit toujours bien entendu d'un seul et même échantillon.
(²) Une variation de 0,001 s'est produite en quinze jours.

aussi rapidement que possible à 450° par exemple ; et c'est en effet ce que j'ai observé, mais pas aussi complètement qu'on pourrait le désirer, c'est ce qui m'a fait conclure plus haut à une question de minutes ou de secondes ; au contraire, à mesure qu'on revient en arrière, les points à basse hystérèse sont moins naturels et tendent à remonter sur les courbes supérieures : c'est ce qui donne aux courbes de la *fig.* 3 leur physionomie caractéristique ; mais en même temps, la rapidité de transformation diminue puisqu'on rentre dans la région où le corps est en quelque sorte figé magnétiquement; tout comme plus haut, mais inversement, on sera en droit de présumer qu'en partant, par exemple, de 450° avec une dureté trés faible et en ayant soin de traverser avec suffisamment de promptitude la région des modifications rapides, on devra trouver au-dessous de 350° un *état définitivement à hystérèse faible*. Avec un peu de peine, il est vrai, j'ai effectivement réussi à obtenir une courbe de la sorte, c'est celle que représentent la *fig.* 6 et le tableau VI (courbe VI).

La plus grande difficulté de ce genre d'expériences réside dans l'impossibilité de faire varier la température avec une vitesse aussi grande qu'on le veut : le maximum est atteint en coupant le courant de chauffage du four; on ne peut donc malheureusement observer les effets de *variations instantanées*, et ce serait la seule possibilité d'infirmer ou de confirmer la manière de voir énoncée plus haut; elle ne doit donc être envisagée que comme une induction suggérée fortement par les expériences.

Quoi qu'il en soit, je vais en résumer les conséquences en les précisant.

*La courbe pure de décroissance du cycle limite est celle à variation infiniment rapide de la température.*

Ce principe exclut d'emblée, pour la *discussion de la dépendance du champ coercitif élémentaire et de la température*, *l'utilisation de toutes les courbes relevées avec des états stables* (états acquis après un temps plus ou moins long).

Outre que ceux-ci sont d'une observation à peu près impossible, car ce n'est qu'au prix d'une dépense de temps considérable qu'on peut être certain de les avoir atteints, il est, à notre point de vue, donc, *de peu d'intérêt de les observer.*

Entre autres arguments en faveur de ces principes, on peut invoquer le postulat énoncé plus haut en l'appliquant à la région 0°-300° ; il contient comme conclusion particulière, que dans ces

limites, et quel que soit l'état initial, la magnétite demeure dans le même état intime, qu'elle se comporte comme si la variation de température était infiniment rapide ; or il se trouve justement, ainsi qu'on l'a vu, qu'à cet *intervalle correspond un système de courbes de l'espèce définie.*

L'observation que précisément dans cette région, où l'irréversibilité thermique n'est pas observable, le vieillissement est nul, qu'en outre celui-ci est justement le plus intense où celle-là est la plus accentuée, conduit à l'idée que *le vieillissement est la cause de l'irréversibilité thermique, qu'ils ne forment qu'un seul et même phénomène.* Et cela encore est déjà exprimé par une des conclusions ci-dessus, que les *lois à variation infiniment rapide de la température sont rigoureusement réversibles.*

La courbe à hystérèse faible obtenue par le procédé ci-dessus a été construite dans le but de représenter, *autant que possible dans toute son étendue* (*aussi au-dessus de* 350°), *une courbe unique du système*, puisque les températures supérieures à 350° n'admettent la stabilité nécessaire au temps de l'opération qu'à l'état doux. Je n'ai observé que cette seule courbe dans ce genre, parce que cet état une fois perdu, il est trop pénible d'y revenir (¹).

Les courbes complètes à champ variable (chap. v), destinées seulement à la comparaison des propriétés hystérétiques par champs alternatif et tournant, admettent naturellement n'importe quel état, pourvu qu'on puisse le retrouver facilement ; j'ai choisi arbitrairement pour les températures 18°, 200°, 350°, un état assez dur caractérisé par les deux valeurs de l'hytérèse alternative et de l'hystérèse tournante à 350°, fixées une fois pour toutes. *Pour y revenir après l'avoir perdu*, on procède ainsi qu'il suit : *on chauffe vers environ* 600°, *puis on refroidit aussi brusquement que possible vers* 350° ; l'hystérèse est augmentée très notablement par cette opération, il y a là probablement un effet *analogue à la trempe ;* on fait une lecture à 350°, ou bien elle est plus grande ou bien plus petite que la valeur choisie. Dans le dernier cas, il faut renouveler la trempe ; si c'est le contraire, on porte avec précaution le corps quelques instants dans

(¹) Il est bien entendu qu'on ne peut prétendre que la courbe entière corresponde à la même valeur de $z$, car, quelle que soit la promptitude avec laquelle on procède autour de 400°, on ne peut empêcher une variation ; tout ce que l'on peut faire par les opérations indiquées est de donner à $z$, dans l'intervalle 0°-350°, une valeur très rapprochée de la valeur moyenne entre 400 et 550.

la région d'instabilité (vers 400°, par exemple), puis retour rapide à 350°, nouvelle lecture et ainsi de suite jusqu'à obtention de l'état cherché.

Une fois à 350°, on peut refroidir vite ou lentement, changer la position de la plaque, revenir à telle ou telle température, sans craindre d'entraîner des modifications supérieures à 1 0/0.

Le point 500° a été étudié sans autre précaution qu'un séjour d'une ou deux heures à cette température avant les lectures.

13. Fer. — Ici, tous les efforts faits en vue d'obtenir des états stables ou interprétables ont à peu près échoué ; je n'ai en particulier pas pu accélérer le vieillissement en procédant par oscillations de températures de plus en plus petites autour d'un point donné. C'est pourquoi je me bornerai à reproduire dans ce travail et pour un seul échantillon les valeurs des hystérèses-limites qui donnent l'image de la fonction de la température en général au sens que l'on développera plus loin (chap. III et IV).

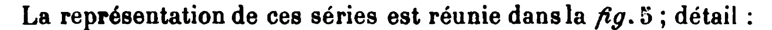
J'ai expérimenté longuement avec les trois échantillons suivants : *a*) fer doux de Suède (Kohlsva) : contient du carbone, du manganèse et du silicium, en tout 0,2 0/0 d'éléments étrangers ; *b*) fer électrolytique (Kahlbaum) avec traces d'impuretés ; *c*) fer *chimiquement pur*, petit fragment de tôle très mince [1].

Tous ces fers peuvent être qualifiés de très purs : *absolument aucun ne s'est montré réversible*. Le tableau III contient un extrait des nombres observés sur le fer Kohlsva.

Tableau III. — Maxima d'hystérèse du fer de Kohlsva.

| Température | Hystérèse tournante — Variation rapide de temp. — $t$ croissant | $t$ décroissant | Etats vieillis | Hystérèse alt. états vieillis | $\frac{E_a}{E_t}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 18 | 11.530 | 11.050 | 12.810 | 17.250 | 1,35 |
| 100 | 10.350 | 10.230 | 11.430 | 15.720 | 1,37 |
| 200 | 8.680 | 8.540 | 9.980 | 13.810 | 1,38 |
| 300 | 7.140 | 6.810 | 8.240 | 11.650 | 1,41 |
| 400 | 5.390 | 5.030 | 6.020 | 8.560 | 1,42 |
| 500 | 3.810 | 3.390 | 3.580 | 4.900 | 1,36 |
| 600 | 2.690 | 2.540 | 2.540 | 2.760 | 1,08 |
| 700 | 995 | 1.040 | 873 | 896 | 1,02 |
| 760 | 0 | 0 | 0 | 0 | |

[1] Ce fer a été préparé à Berlin par M. Kreusler (Voir *Verh. deutsche phys. Gesellsch.*, p. 144 ; 1908), que je remercie ici vivement pour l'amabilité avec laquelle il a mis cet échantillon à ma disposition.


La représentation de ces séries est réunie dans la *fig.* 5 ; détail :

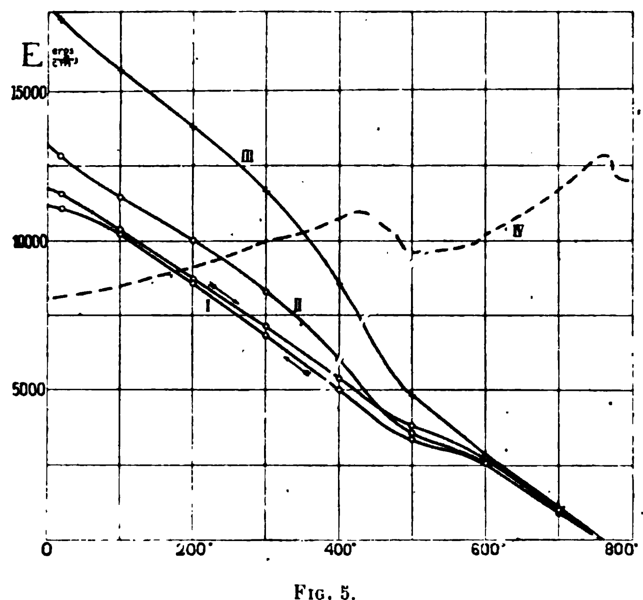



Fig. 5.

*Courbe I.* — Variation du maximum d'hystérèse tournante en chauffant et refroidissant aussi rapidement que possible et partant d'un état doux.

*Courbe II.* — Même fonction, mais avec fer vieilli à chaque température.

*Courbe III.* — Maximum d'hystérèse alternative, mêmes conditions qu'en II.

Ce que ces courbes montrent de plus frappant, c'est l'absence d'une *loi unique ;* il semble qu'il y ait dans les environs de 500° un passage graduel d'une loi à une autre, et cela dans tous les cas. Il y a peut-être là une relation avec la *récalescence*, mais c'est peu probable avec la pureté de l'échantillon en question. — Les courbes correspondantes des échantillons *b* et *c* étaient également irrégulières, mais avec des irrégularités de genres différents.

On trouvera encore dans la même *fig.* 5 la reproduction (courbe IV) d'une *courbe de refroidissement* du fer obtenue par Roberts Austen [1].

---

(1) Roberts Austen, *Fifth Report Proc. Inst. Mech. Eng.*, February 1899.

Le rapprochement entre cette *courbe thermique* et mes *courbes magnétiques* s'impose de lui-même sans qu'il soit besoin d'insister.

14. Sur l'origine de l'irréversibilité. — La question principale de tout ceci serait évidemment la cause intime de ces modifications si profondes, si capricieuses et si générales du champ coercitif. Il faut bien reconnaître qu'elle nous échappe encore. Guidé par le fait que les corps impurs, l'acier, par exemple, sont thermiquement très irréversibles, on serait porté à induire qu'un élément parfaitement pur serait magnétiquement bien défini à toutes les températures ; et c'est à la vérité un peu avec cette espérance que j'ai examiné d'abord du fer de Kreusler extrêmement pur, puis de la magnétite artificielle, corps débarrassé de par sa préparation de toute impureté métallique ou carbonique. Ainsi qu'on l'a vu, non seulement les irréversibilités n'ont pas disparu, mais il n'a semblé aucunement qu'elles aient diminué d'intensité. Pareille sensibilité à des impuretés, si celles-ci étaient la cause unique, ne saurait guère se comparer qu'à celle de l'analyse spectrale. Il me semble plus raisonnable d'admettre — jusqu'à plus ample informé — qu'on a affaire ici à une influence d'un mécanisme inconnu, qui pourrait être, par exemple, une simple action mutuelle des cristaux, action ou bien directement magnétique, ou bien, comme le pense aussi M. Weiss, purement mécanique (pression, état de tension). Cette influence serait soumise à des perturbations profondes dès que des variations de température déclancheraient un réarrangement dans les cristaux, voire une recristallisation ; tout naturellement le temps y jouerait son rôle de même que les corps étrangers, puisque, comme on sait, ils ont des relations extrêmement étroites avec la structure intime des métaux (solutions solides, etc.). Et ces hypothèses s'appliquent aussi bien à des corps purs.

La variable $z$ dont je me suis servi plus haut pour simplifier représentait globalement, dans cette image, l'action hypothétique dont il vient d'être question.

Avec les divers échantillons de fer que j'ai étudiés, il est cependant nécessaire d'admettre que leurs différences chimiques jouaient déjà un rôle, puisque les caractères des courbes se distinguaient déjà de l'un à l'autre.

## CHAPITRE III.

# Les cycles limites des deux hystérèses.

**15.** Leurs lois de décroissance avec la température ; celles du champ coercitif élémentaire. — A partir de maintenant, nous allons, dans le but d'en dégager les lois élémentaires, examiner les résultats d'observation, *déduction faite autant que possible des phénomènes superposés auxquels était consacré le précédent chapitre;* nous avons vu dans celui-ci comment et jusqu'à quel point on peut parler de lois élémentaires. Dans le présent chapitre, nous ne nous occuperons que des maxima d'hystérèse ; ils se présentent de prime abord de façon plus simple et facilitent les généralisations qui suivront; leur rôle prépondérant a d'ailleurs déjà été remarqué plus haut.

Les tableaux IV et V contiennent les chiffres relevés sur le même échantillon de nickel en deux états différents.

Tableau IV. — Hystérèses maxima du nickel à l'état dur (ergs/cm³) (¹).

| Température | Disque vertical ($E_a$) | | | Disque horizontal ($E_t$) | | | $\frac{E_a}{E_t}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | Chauffage | Refroidissement | Moyenne | Chauffage | Refroidissement | Moyenne | |
| 18 | 15.530 | 15.430 | 15.480 | 12.470 | 12.000 | 12.230 | $1.26_6$ |
| 100 | 12.740 | 12.630 | 12.680 | 10.130 | 9.320 | 9.720 | $1.30_7$ |
| 150 | 10.730 | 10.590 | 10.660 | 8.350 | 7.730 | 8.040 | $1,32_7$ |
| 200 | 8.480 | 8.370 | 8.430 | 6.495 | 6.135 | 6.315 | $1,33_2$ |
| 250 | 5.990 | 5.960 | 5.975 | 4.585 | 4.425 | 4.505 | $1,32_7$ |
| 300 | 3.418 | 3.461 | 3.439 | 2.605 | 2.560 | 2.582 | $1,33_0$ |
| 350 | 687 | 805 | 747 | 542 | 547 | 545 | $1,36_7$ |
| 368 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | |

Tableau V. — Hystérèses maxima du nickel à un état intermédiaire.

| Température | Valeurs moyennes (ergs/cm³) | | $\frac{E_a}{E_t}$ |
|---|---|---|---|
| | Disque vertical | Disque horizontal | |
| 18 | 11.770 | 8.865 | $1,32_9$ |
| 100 | 9.130 | 6.973 | $1,30_7$ |
| 150 | 7.540 | 5.740 | $1,32_5$ |
| 200 | 5.895 | 4.435 | $1,33_0$ |
| 250 | 4.140 | 3.116 | $1,33_9$ |
| 300 | 2.354 | 1.774 | $1,32_8$ |
| 350 | 556 | 380 | $1,42_5$ |
| 368 | 0 | 0 | |

(¹) Entre les observations de la cinquième et de la sixième colonne, il s'est écoulé trois heures pendant lesquelles, à la suite d'un incident, la substance a dû rester à 400°; on voit quelle différence de réversibilité il en est résulté entre la plaque verticale et la plaque horizontale.

Ces tableaux sont représentés graphiquement par les courbes suivantes de la *fig.* 6.

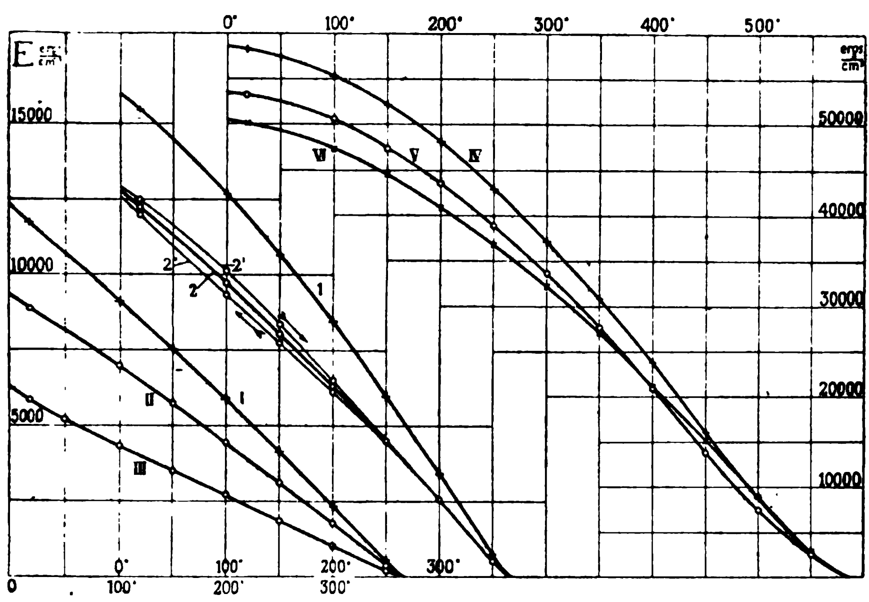



Fig. 6.

| | |
|---|---|
| Ni dur. | Courbe I. Maximum hystérèse alternative.<br>— 2 2' 2". — tournante, valeurs extrêmes et moyennes. |
| Ni intermédiaire. | Courbe I. Maximum hystérèse alternative.<br>— II. — tournante. |

On a encore reporté sur la *fig.* 6 une courbe (III) du maximum d'hystérèse tournante à un état très doux du même échantillon, relevée en réchauffant rapidement avant la détermination de *chaque point* jusqu'au-dessus du point de disparition du ferromagnétisme.

Il est d'emblée visible que la physionomie générale de toutes ces courbes est identique, quel que soit l'état du nickel. Certaines d'entre elles se rapprochent beaucoup de droites, pour les états doux en particulier; on constatera cependant avec facilité qu'elles tournent toutes leur faible concavité vers l'axe des abscisses, abstraction faite de la région avoisinant les températures usuelles, qui, comme il a déjà été remarqué plus haut, est justement fort instable et irrégulière pour le nickel.

Le tableau VI contient des résultats pour la magnétite artificielle; l'hystérèse alternative a été observée à deux degrés de dureté *initiale ;* la discussion de ce qui se passe aux températures se rapprochant du point critique a déjà été faite.

TABLEAU VI. — Maxima d'hystérèse de la magnétite artificielle (ergs/cm³).

| Température | Alternative | | Tournante | $\frac{E_a}{E_t}$ |
|---|---|---|---|---|
| | État doux | État dur | État dur | |
| 18 | 50.000 | 58.220 | 53.230 | $1{,}09_0$ |
| 100 | 47.250 | 55.290 | 50.510 | $1{,}09_2$ |
| 150 | 44.400 | 52.150 | 47.330 | $1{,}10_0$ |
| 200 | 40.820 | 48.020 | 43.500 | $1{,}10_1$ |
| 250 | 36.830 | 42.850 | 48.810 | $1{,}10_5$ |
| 300 | 32.160 | 37.020 | 33.620 | $1{,}10_0$ |
| 350 | 26.960 | 30.740 | 27.600 | $1{,}13_0$ |
| 400 | 21.090 | 23.810 | 20.900 | $1{,}13_8$ |
| 450 | 15.030 | 16.050 | 13.800 | $1{,}16_2$ |
| 500 | 8.990 | 8.790 | 7.410 | 1,18 |
| 550 | 2.860 | 2.950 | 2.570 | 1,17 |
| 587 | 0 | 0 | 0 | |

La *fig.* 6, courbes IV, V et VI, est construite avec ces nombres. Celle de ces courbes qui nous intéresse le plus est désignée par VI, nous avons déjà remarqué pourquoi : c'est celle qui doit se *rapprocher* d'une courbe simple où la seule variable agissant sur le champ coercitif est la température. Encore n'est-elle pas la courbe à plus basse hystérèse qu'on aurait pu obtenir ; arrivé à un certain point, il faut dépenser un temps énorme pour gagner peu de chose. En général, elle présente les mêmes caractères que celles du nickel : concavité vers l'axe des abscisses jusqu'au même point d'inflexion rapproché du point de transformation magnétique et disparition de l'hystérèse semblant être graduelle (¹).

En dessous de 100°, notre courbe est beaucoup plus arquée que celle du nickel. Il est aisé de se rendre compte qu'on ne peut en conclure à aucune différence essentielle : il suffit d'envisager la loi de variation de l'hystérèse dans toute son étendue, soit pour chaque corps entre le *zéro absolu et son point de transformation magnétique;* or, la région que nous avons étudiée pour le nickel, comprise entre 18° et 368°, correspondrait chez la magnétite à l'intervalle 120°-588°, dans lequel l'analogie des lois est frappante. Le segment de courbe

(¹) Je n'ai pas fait d'étude spéciale du voisinage du point de transformation.

de $Fe^{4}O^{3}$ en deçà de 120° devrait être comparé à un segment du nickel s'étendant au-dessous du zéro usuel.

Les courbes (*fig.* 5) du fer doux sont manifestement peu susceptibles de donner des renseignements valables dans le sens qui nous occupe, parce que beaucoup trop déformées par des phénomènes parasites ; nous ne les discuterons pas.

Une question d'importance primordiale au point de vue théorique $\frac{E}{I}$ est celle des liens qui peuvent exister *entre la loi de décroissance* $= \varphi(t)$ *de l'hystérèse et la loi correspondante de l'aimantation à saturation* $I = f(t)$. On sait tout le rôle que cette dernière joue dans les plus récents travaux théoriques sur le magnétisme.

Nous verrons au chapitre suivant que si l'on fait l'hypothèse de la matière composée d'éléments anisotropes du type de la pyrrhotine cristallisée, quoique apparemment isotrope, l'hystérèse à saturation est proportionnelle au produit $IH_c$, $H_c$ désignant le champ coercitif du cristal élémentaire le long de l'axe de facile aimantation. La loi ci-dessus de I donnera la loi de $H_c$ par simple division, si l'on connaît celle de l'hystérèse elle-même.

On peut être conduit à penser, puisque le champ coercitif dérive probablement des actions mutuelles des molécules, qu'il est proportionnel à l'aimantation tout comme le *champ moléculaire.*

Pour élucider ce point, il faut donc examiner l'allure de la fonction $\frac{E}{I} = \varphi(t)$; ainsi qu'il vient d'être dit. On sait par ailleurs que la loi $I = f(t)$, que donne la théorie du champ moléculaire, est obtenue en éliminant $a$ entre les deux équations :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{Ch_a}{Sh_a} - \frac{1}{a} \qquad \text{et} \qquad I = a \cdot \frac{rT}{\mu N} \text{ (1)}.$$

La fonction $\frac{E}{I} = \varphi(t)$ obtenue est représentée *fig.* 7 pour le nickel (courbes I, II) et la magnétite (courbe III).

On a ajouté à chacune de ces courbes la courbe I elle-même pour la comparaison ; on a fait coïncider dans chacune des paires de courbes le point de disparition du ferro-magnétisme et, par le choix d'une échelle convenable, un second point arbitrairement choisi.

---

(1) Voir LANGEVIN, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. Chim. et Phys.*, 8e série, t. V, p. 70 ; 1905).
P. WEISS, *l'Hypothèse du champ moléculaire*, etc., *loc. cit.*

Pour la magnétite, la fonction théorique $I = f(t)$ coïncide dans l'intervalle considéré avec celle déduite de l'expérience; ce n'est point exactement le cas pour le nickel, et j'ai fait ici la comparaison graphique en partant de la loi théorique et de la loi expérimentale $I = f(t)$.

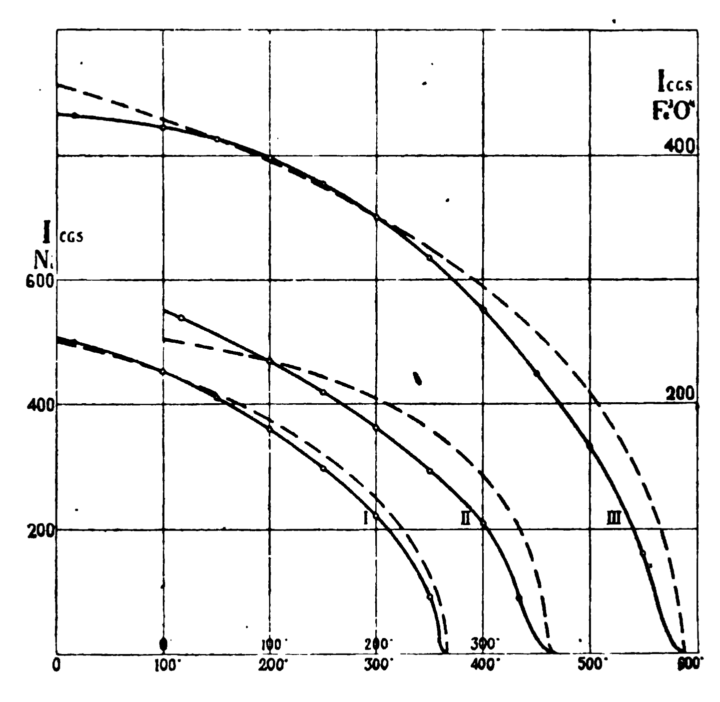



Fig. 7.

L'examen des figures montre que *les lois de* I *et de* $H_c$ *ne sont point identiques, mais qu'il n'est pas douteux que leur parenté soit étroite.* Il est curieux de constater que la loi de $H_c$ se rapproche pour le nickel beaucoup plus de la fonction théorique $I = f(t)$ que de la loi expérimentale.

L'ordre et le sens des divergences entre I et $H_c$ sont les mêmes pour les deux corps observés : Dans les 3/5 environ de l'intervalle de température, où ils sont ferromagnétiques, *le champ coercitif présente une décroissance relative plus rapide que celle de l'aimantation.* Dans une région de température plus basse, on est obligé de tirer

les renseignements de la seule magnétite; là, au contraire, la loi *s'écarte notablement de* I et dans le sens inverse : c'est alors I qui diminuerait plus rapidement que $H_c$ en chauffant; n'ayant pas cette indication pour d'autres corps, on n'est pas en droit d'inférer que le fait soit général. Mais, en tout cas, il doit être envisagé comme certain pour la magnétite, la région en question accusant toujours la même loi, quelle que soit l'état de la substance. Le fer, d'ailleurs, irrégularités mises à part, ne contredit pas à ces propositions. Remarquons encore que le champ coercitif semble avoir une tendance à disparaître avant l'aimantation (quelques degrés).

Nous conclurons donc de cet aperçu que *la loi de variation de l'aimantation à saturation avec la température donne une image approchée de celle du champ coercitif du cristal élémentaire.*

16. Rapports des deux maxima. — Nous allons examiner de plus près ce que la seule inspection des courbes et tableaux des pages précédentes indique déjà : une parenté très accentuée entre le genre de variation de chacune de ces deux grandeurs; j'ai calculé à cet effet les valeurs du rapport $\frac{E_a}{E_t}$ pour les maxima correspondants et les ai consignés pour le nickel aux tableaux IV et V, pour la magnétite au tableau VI.

Avec le nickel à l'état intermédiaire, *le rapport se maintient constant* à 20/0 près; la concordance est du même ordre pour la magnétite jusqu'à 350° ; au delà, dans la région des transformations très rapides, le rapport n'a manifestement plus aucune signification. Les valeur données par le nickel dur sont moins régulières, ce qui est parfaitement explicable par les conditions défavorables accidentelles du relevé des points (voir note concernant le tableau IV).

Une conséquence intéressante peut encore être tirée des tableaux concernant le nickel : *le rapport* $\frac{E_a}{E_t}$ *a la même valeur moyenne, à l'état dur comme à l'état intermédiaire;* et qui plus est, on retrouve *encore la même valeur* voisine de 1,32 pour les séries du tableau VIII observées sur un état *extrêmement doux.*

$\left(\frac{E_a}{E_t}\right)$ aux maxima semble donc *caractéristique pour un échantillon donné;* il ne dépend pas du champ coercitif lui-même, mais est en

quelque sorte une grandeur géométrique, manifestation extérieure de la construction intime des cristaux [1].

Nous allons trouver plus loin quelle est la signification de ces lois et comme on peut les généraliser.

L'anomalie systématique de tous les rapports pour les températures avoisinant les points de transformation αβ a probablement son origine dans le phénomène du passage progressif du ferro-magnétisme spontané au ferromagnétisme sollicité [2].

## CHAPITRE IV.

### Les éléments magnétiques homologues.

Nous nous sommes placés jusqu'à présent dans des conditions permettant de ne pas tenir compte (au moins pas directement) de la troisième variable, soit le champ. Il nous reste maintenant à généraliser, à envisager intégralement le problème à trois variables.

Je vais pour cela introduire la notion théorique d'éléments homologues en partant de la synthèse de M. Weiss des propriétés ferromagnétiques. A l'aide de cette nouvelle notion, tous les résultats expérimentaux pourront être discutés et classés de façon très simple et très brève.

Admettons avec M. Weiss que les éléments cristallins les plus intimes dont un corps ferromagnétique est composé sont doués de propriétés analogues à celles du cristal de pyrrhotine normale [3]. Nous supposons en particulier le plan magnétique rigoureux; dans ce plan est située la *direction de facile aimantation*, dans laquelle le vecteur aimantation se place dans un champ extérieur nul avec la valeur de saturation I; un champ oblique sur cette direction, mais

---

(1) La cause de la divergence notable entre la valeur absolue de mes rapports et celle obtenue à température ordinaire par Baily, puis Weiss et Planer, ne m'est pas connue de façon certaine, mais je crois être en droit de penser que les traitements thermiques ou à froid subis par les échantillons de ces observateurs (probablement aussi le procédé de mesure pour Baily) ont une grande part à ce fait (voir pour plus de détails mon mémoire *in extenso: Arch. Gen.*, juin, juillet, août 1910). Des expériences en cours d'exécution ont d'ailleurs pour but d'élucider ce point.

(2) Voir mémoire *in extenso*, p. 65; aussi P. Weiss, *l'Hyp. du champ moléculaire.*

(3) Voir P. Weiss, *l'Hypothèse du champ moléculaire;* — aussi P. Weiss, *Propriétés magnétiques de la pyrrhotine* (*Bulletin des Séances*, 1905, p. 335, et *J. de Phys.*, 4e série, t. IV, p. 469 et 829; 1905).

dans le plan magnétique fait tourner l'aimantation sans changer sa valeur d'un angle $\varphi$ caractérisé par l'équation :

$$(1) \qquad H \sin(\alpha - \varphi) = NI \sin\varphi \cos\varphi,$$

$\alpha$ désignant l'angle formé par le champ et la direction de facile aimantation. N est un coefficient caractérisant la matière et en relation directe avec les champs moléculaires.

Le renversement *irréversible* et instantané de la position OI à la position OI′ (*fig.* 8) nécessite une dépense d'énergie de :

$$E = 2H'_c I \sqrt{1 - \left(\frac{I_y}{I}\right)^2}$$

ou

$$H'_c = H_c \frac{I - I_y}{I} \qquad \text{et} \qquad I_y = I \sin\varphi.$$

$H_c$ est le champ coercitif de long du diamètre de facile aimantation lui-même.

C'est là le phénomène élémentaire d'hystérèse. Je vais montrer comment on peut en déduire les propriétés les plus caractéristiques des phénomènes pour un corps apparemment isotrope.

**17.** Hystérèse alternative et hystérèse tournante. — Imaginons donc un corps composé d'un grand nombre de cristaux élémentaires du type ci-dessus rappelé et où toutes les positions de plans magnétiques et toutes les directions d'axes de facile aimantation sont également représentées.

Envisageons le plan magnétique d'un cristal quelconque, étudions successivement l'effet irréversible d'un champ alternatif, puis d'un champ tournant de positions quelconques par rapport à lui ; nous ferons passer chacun des deux champs par toutes les valeurs comprises entre O et l'infini. *L'action de chacun d'eux est évidemment identique à celle de sa projection sur le plan magnétique.*

La projection du *champ alternatif* est encore un champ alternatif oblique en général sur l'axe de facile aimantation et oscillant entre les valeurs extrêmes $\pm H \cos\mu$, $\mu$ désignant l'angle du champ avec le plan magnétique ; l'aimantation sous son influence oscille réversiblement et symétriquement à l'axe de facile aimantation aussi longtemps que $H \cos\mu \cos\alpha$ ($\alpha$ = angle de la projection de H avec OF, *fig.* 8) est plus petit qu'un certain champ coercitif $H'_c$, et le cristal

envisagé n'apporte aucune contribution à l'hystérèse du corps total.

Aussitôt au contraire, que le champ extérieur sera suffisant pour que sa projection sur OF dépasse $H_c'$, alors l'aimantation changera de sens à chaque oscillation du champ avec la perte d'énergie donnée plus haut. Et maintenant le champ peut osciller entre n'importe quelles valeurs plus grandes que celle qui vient d'être déterminée, toujours *le renversement de l'aimantation se produira pour la même valeur* $H_c'$ (laquelle dépend de la position géométrique de la direction du champ par rapport au plan magnétique et à l'axe de facile aimantation du cristal). Il s'ensuit que *le même cristal apportera toujours la même contribution à l'hystérèse alternative, quel que soit le champ oscillant, pourvu qu'il dépasse une certaine valeur assignable.*

A mesure que les valeurs limites de H augmentent, le *nombre* des cristaux intéressés au phénomène irréversible s'accroît, et par conséquent aussi l'énergie dissipée totale jusqu'au moment où tous les cristaux entrent finalement en ligne de compte, c'est-à-dire à la saturation et théoriquement pour un champ infini; et ce que l'on vient de voir montre que l'énergie d'hystérèse *atteint là nécessairement son maximum.* Ces caractères sont expérimentalement dès longtemps connus.

La projection d'un *champ tournant* sur le plan magnétique est une ellipse. Là encore, le champ pourra être suffisamment petit ou le grand axe de l'ellipse trop oblique par rapport au diamètre de facile aimantation pour que celle-ci subisse d'autres changements que des rotations réversibles demeurant du même côté de DD'. Le champ croissant, sa projection est représentée successivement par des ellipses de plus en plus grandes et homothétiques entre elles. Mais *la corde le long de laquelle se produit l'irréversibilité pour la première fois n'est ici plus du tout la même que les suivantes à champs plus intenses.* Il suffit d'ailleurs, pour s'en convaincre, de considérer un cas extrême : aussitôt que le champ sera suffisamment grand pour que sa projection sur OD atteigne NI[1], l'aimantation parcourra le cercle de saturation entier sans aucune irréversibilité.

L'effet résultant de l'ensemble des cristaux est par suite plus complexe cette fois que plus haut : *la variation de l'hystérèse à champ tournant croissant se compose ici de la différence entre l'augmentation causée par les cristaux entrant successivement en jeu et la diminution que subit l'hystérèse de tous les cristaux déjà précédemment*

---

[1] Cf. équation.

*englobés dans le mouvement irréversible.* Dans les conditions précises où l'accroissement compense exactement la diminution, l'énergie d'*hystérèse tournante passe par un maximum;* puis elle décroît constamment jusqu'à l'*annulation*, lorsque les aimantations de tous les cristaux décrivent le cercle de saturation complet [1].

Nous venons donc de nous convaincre que l'hypothèse de la constitution identique dans ses éléments au cristal de pyrrhotine à plan magnétique suffit pour retrouver théoriquement les propriétés principales des deux hystérèses connues depuis les expériences de Baily puis de Weiss et Planer. Cette hypothèse relie deux phénomènes d'allures essentiellement différentes puisque le même mécanisme élémentaire permet d'en rendre compte.

**18.** Effets des variations de température; relations entre les deux hystérèses; éléments homologues. — Soit un champ décrivant une ellipse dans le plan magnétique. Nous allons construire graphiquement toutes les grandeurs entrant en ligne de compte (*fig.* 8). Le cercle de saturation sera pris à une échelle arbitraire ($r = 1$); les *champs* seront ensuite portés avec des *unités* N

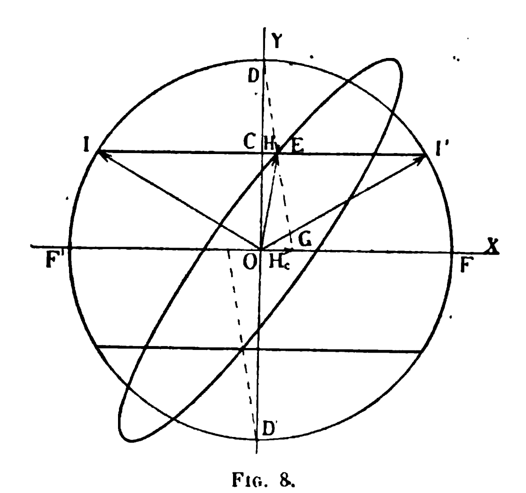


Fig. 8.

[1] Nous retrouverons au chapitre v cette sorte de « lutte » entre l'action individuelle des cristaux et le nombre de ceux-ci prenant part à une transformation, et nous aurons en somme un raisonnement identique à faire avec des variables différentes.

*fois plus petites* que celles de l'aimantation. Construisons en particulier à cette échelle le champ coercitif OG, et joignons DG.

Il est alors aisé de voir que si $H_c$ est petit vis-à-vis de NI, ce que nous supposerons expressément, le champ, au moment où l'aimantation saute de OI en OI', est donné en grandeur et en direction par le vecteur joignant O au point d'intersection E de la droite DG avec la courbe que décrit l'extrémité du champ.

Nous allons examiner maintenant l'effet de variations de température sur l'hystérèse et l'aimantation d'*un cristal* pour étendre ensuite les résultats à l'*ensemble des cristaux*.

Faisons tout d'abord les hypothèses suivantes :

1° $H_c$ varie avec la température suivant la même loi que I, à un facteur constant près ;

2° N est indépendant de la température.

Nous savons déjà (chap. III) que la première correspond en gros à la réalité, la seconde est vérifiée en première approximation pour la magnétite ; nous aurons d'ailleurs à nous convaincre qu'on peut se libérer de ces hypothèses, au moins dans une certaine mesure.

A une température supérieure, I sera réduit à une certaine valeur $I_t$ ; la construction graphique exigera la même figure que plus haut, mais à une échelle $\frac{I_t}{I}$ fois plus petite ; en vertu des hypothèses initiales, la nouvelle figure correspondra exactement aux conditions du renversement de l'aimantation si tous les éléments sont homologues deux à deux : *ces deux figures doivent être complètement homothétiques. Le champ produisant le renversement est donc lui-même réduit dans le même rapport d'homothétie $\frac{I_t}{I}$ ; l'hystérèse proportionnelle au produit de deux éléments linéaires homologues (corde et flèche) est ramenée à une valeur $\left(\frac{I_t}{I}\right)^2$ fois plus petite.*

Notons que ce qui vient d'être énoncé est valable pour toutes les températures et pour n'importe quelle loi $I = f(t)$.

Dans le cas particulier d'un champ tournant, il suffit évidemment que l'ellipse, sa projection sur le plan magnétique, soit réduite homothétiquement, par conséquent *aussi le champ tournant* lui-même, pour que les divers éléments, au moment du renversement, restent homologues. Le cas du champ alternatif est le même : l'ellipse est alors remplacée par une droite double. La conclusion de tout cela est évidente :

*Le rapport de l'hystérèse tournante à l'hystérèse alternative pour un cristal quelconque est indépendant de la température, si l'on prend soin de le calculer à chaque température pour des valeurs extrêmes du champ modifiées dans le rapport* $\left(\frac{I_t}{I}\right)$.

J'insiste ici sur ce point que le raisonnement qui précède ne suppose nullement que le champ alternatif et le champ tournant aient les *mêmes valeurs* à même température : il suffit que l'on prenne les *homologues respectives* de leurs valeurs à la température choisie comme initiale, quelles que soient d'ailleurs celles-ci.

Le théorème est vrai en particulier lorsque les valeurs extrêmes sont les mêmes ; mais il est beaucoup plus général et, d'un cas à l'autre, il n'y a que la valeur absolue du rapport qui change.

Or nous n'avons fait aucune hypothèse sur la position du cristal, le raisonnement ci-dessus s'applique donc intact à n'importe lequel d'entre eux ; on peut donc l'étendre à la totalité, c'est-à-dire qu'on peut appliquer directement le théorème ci-dessus au corps tout entier :

*Pour un corps ferro-magnétique en apparence isotrope, le rapport des hystérèses tournante et alternative, calculé pour des valeurs homologues du champ, est indépendant de la température.*

Il convient cependant de lever ici une objection : il y a, et d'autant que le champ est plus faible, toujours des éléments cristallins dont le champ tournant renverse l'aimantation, alors que le champ alternatif ne déclanche pas le phénomène irréversible ; le rapport $\frac{E_t}{E_a}$, toujours égal à l'infini dans ce cas, peut mettre en doute la valeur du raisonnement. Or l'hystérèse tournante existant seule, on la réduira toujours homothétiquement en considérant le champ semblable comme précédemment, et la contribution additive qu'elle apporte à l'énergie dépensée pour toute la matière ne fait qu'accroître la valeur absolue du rapport $\frac{E_t}{E_a}$ d'une quantité proportionnelle sans altérer sa constance avec la température.

*Interprétation des éléments magnétiques homologues.* — 1° La marche de la démonstration indique d'elle-même que les conditions semblables (homologues) sont celles où *les mêmes cristaux élémentaires entrent en ligne de compte et, outre cela, de la même façon,* c'est-à-dire *tous les vecteurs ayant aux deux états considérés les mêmes directions ;*

2° L'intensité d'aimantation au sens usuel du mot, somme géométrique de tous les vecteurs-aimantation élémentaires, sera donc réduite elle-même dans le rapport de similitude; c'est aussi le cas en particulier pour l'aimantation à saturation. Il s'ensuit que *les conditions homologues sont celles où, à chaque température, l'aimantation est la même fraction de l'aimantation à saturation;*

3° Un raisonnement tout à fait analogue conduirait à la conclusion que ces conditions sont celles aussi où *l'hystérèse* (*l'une quelconque des deux*) *est la même fraction de celle du cycle limite.*

Aimantation, hystérèse tournante, hystérèse alternative et champ seront désignés dans la suite du travail par *éléments magnétiques homologues* dans les conditions définies plus haut.

19. Elimination des deux hypothèses restrictives. — Les suppositions faites au début étaient, on s'en souvient, la constance de N et la proportionnalité de $H_c$ à I; nous allons rechercher dans quelle mesure on peut se libérer de ces restrictions.

Voici d'abord un cas très particulier où elles ne sont pas satisfaites et où on peut cependant définir rigoureusement des champs homologues : c'est celui où le *champ coercitif varierait non pas comme* I, *mais comme* NI.

Considérons la figure homothétique de la *fig.* 8, *tous* les éléments linéaires étant encore réduits dans le même rapport que l'intensité d'aimantation. Les champs portés dans ce dessin *représenteront* à la nouvelle température *d'autres champs* que ceux obtenus par simple réduction dans le rapport des aimantations. Plus exactement, nous aurons pour deux vecteurs correspondants deux champs H et $H_t$ liés par un rapport inverse de celui des unités, c'est-à-dire :

$$H : H_t = \frac{1}{N_t I_t} : \frac{1}{NI} = NI : N_t I_t ;$$

en particulier pour les champs coercitifs :

$$H_c : H_{ct} = NI : N_t I_t .$$

Ce rapport est précisément celui des *valeurs réelles* de ces champs. Il s'ensuit que toutes les constructions effectuées sont encore justes à cette nouvelle température. *Toutes les déductions antérieures peuvent donc être transportées ici*, à la seule modification près que les

champs homologues ne sont plus liés par la relation simple :

$$\frac{H}{H_t} = \frac{I}{I_t}, \quad \text{mais par} \quad \frac{H}{H_t} = \frac{NI}{N_t I_t}.$$

Il est clair que dans le cas le plus général où I, N et $H_c$ varieraient tout à fait indépendamment les uns des autres, les déductions ci-dessus ne pourraient plus être faites en toute rigueur. Rappelons-nous maintenant la condition pour la légitimité de la construction graphique : c'était que $H_c$ soit très petit vis-à-vis de NI ; cela se traduit sur la figure par une droite DG très rapprochée de D'D. Il est visible dans ces circonstances que des écarts de la proportionnalité entre $H_c$ et I, lesquels entraînent graphiquement des variations de l'angle D'DG (très petites naturellement, puisque l'angle lui-même est toujours très petit), deviennent indifférents et que le raisonnement appliqué avec rigueur au cas particulier qui précède devient généralement valable avec une grande approximation, *quelle que soit la relation entre* N *et la température.*

Reste à examiner le degré d'approximation auquel se vérifie sur des cas concrets l'hypothèse qui vient d'être rappelée, soit $\frac{NI}{H_c}$ petit. Prenons l'exemple du fer, lequel est le mieux connu sous ce rapport; on a :

$$I = 1.750, \qquad H_c \backsim 1{,}5, \qquad NI \backsim 120.$$

$H_c$ est donc un peu plus de 1 0/0 de NI. La droite DC viendrait dans ce cas couper F'F à $0^{mm},6$ de O sur un cercle de 50 millimètres de rayon ! — Les renseignements sur le nickel sont moins complets; on peut déduire de ceux que l'on a que la proportion ne serait pas notablement différente.

On peut donc dire, en général, que les conditions sont réalisées avec une grande approximation; remarquons de plus, maintenant, qu'il serait déjà suffisant qu'elles le fussent *très grossièrement*, car nous savons déjà que la loi de variation du champ coercitif ne s'écarte pas beaucoup de celle de I ; et les deux causes se multiplient en quelque sorte l'une par l'autre pour légitimer la manière utilisée de raisonner.

Nous pouvons donc énoncer cette fois sans restriction le théorème du paragraphe précédent en le modifiant ainsi qu'il suit :

*Le rapport de l'hystérèse tournante à l'hystérèse alternative est in-*

*dependant de la température pour des valeurs extrêmes du champ modifiées dans le rapport* $\left(\frac{N_t I_t}{NI}\right)$.

On peut dire d'une façon générale que le *champ homologue* à $t^\circ$ d'un champ $H_0$ est :

$$H_t = H_0 \cdot \frac{NI_t}{N_0 I_0}.$$

Si l'on pouvait connaître exactement les séries de champs homologues et en même temps la loi $I = f(t)$, le principe ci-dessus donnerait un moyen indirect de se renseigner sur la manière dont N se comporte vis-à-vis des variations de température. Et cela encore une fois, par l'intermédiaire d'un corps composé d'un enchevêtrement de cristaux. Malheureusement le champ à l'intérieur d'un disque et sa répartition ne sont pas connus avec une exactitude suffisante pour autoriser des conclusions dans ce sens de mes expériences.

On peut encore, si l'on veut, enfermer toutes les propositions établies dans les pages précédentes en trois formules : soient $\mathfrak{I}_t$, $E_{at}$, $E_{tt}$, l'aimantation, l'hystérèse alternative et l'hystérèse tournante à une température quelconque $t$ et pour un champ quelconque $H_t$; $\lambda$ (H), $\psi_1$ (H), $\psi_2$ (H) les fonctions qui les représentent en fonction du champ à une certaine température $t_0$, on aura :

$$\mathfrak{I}_t = I_t \cdot \lambda \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t\right),$$

$$E_{at} = I_t \cdot H_{ct} \cdot \psi_1 \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t\right);$$

$$E_{tt} = I_t \cdot H_{ct} \cdot \psi_2 \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t\right).$$

*Ces formules expriment que par des changements appropriés d'unités pour les abscisses et les ordonnées et des changements très simples, on peut amener à coïncidence les courbes de toutes les températures avec celles d'une seule d'entre elles.*

20. Comparaison avec l'expérience. — a) *Les cycles limites.* — Les résultats d'observation rassemblés au chapitre III nous avaient montré déjà une bonne constance du rapport entre les maxima d'hystérèse alternative et tournante. — Il est évident sans nouvelle déduction que ces éléments magnétiques sont des homologues : il suffit de se rappeler une signification particulière des éléments

homologues (fraction toujours la même de la valeur limite). C'est une première vérification de la théorie.

On a constaté également au chapitre III un fait de nature à fournir un argument précieux, quoique indirect, en faveur de la légitimité d'admettre $\frac{H_c}{N}$ négligeable par rapport à I : il s'agit du rapport en question pris à la même température pour les degrés de dureté si différents que le champ coercitif y varie du simple au double, et c'est à peine si les expériences arrivent à déceler une variation de ce rapport. Il faut donc bien en conclure, puisque N est vraisemblablement resté le même que $H_c$ *joue dans la détermination de la position de la corde de renversement de* I *un rôle tout à fait subordonné.*

b) *Cas général.* — Il ne nous reste plus maintenant qu'à généraliser : il faudrait pour cela calculer pour de nombreux points sur les courbes $E = \psi(H)$ le rapport des ordonnées, puis le rapport des homologues et se rendre compte si l'on peut constater des variations systématiques. On peut opposer diverses objections à cette façon de procéder, ou plutôt elle se heurte à de sérieuses difficultés. D'abord elle exige la fixation exacte des points homologues sur les courbes expérimentales, opération déjà peu sûre en elle-même, puisqu'elle devrait s'appuyer sur les points spéciaux, tels que les cycles limites, dont une erreur accidentelle se répercuterait sur tous les autres; et puis les champs vrais à l'intérieur des disques sont nécessairement mal connus ; pour la magnétite, ils sont même totalement inconnus, attendu que je n'ai pas déterminé son aimantation ; enfin, du côté pratique, les opérations elles-mêmes sont fort longues. Pour ces raisons, j'ai préféré me servir d'une méthode de moyenne :

J'ai planimétré l'aire comprise entre chaque courbe et l'axe des abscisses ; le rapport des deux aires donne le rapport des ordonnées moyennes correspondantes. Comme limites des surfaces du côté des abscisses croissantes, il suffit de prendre une série d'ordonnées homologues en se laissant guider pour leur choix par la plus ou moins grande sûreté de détermination. L'ordonnée du *point d'intersection* des courbes d'hystérèse alternative et tournante, c'est-à-dire le point où elles sont égales, convient particulièrement bien, sa détermination étant automatique à chaque température en même temps que très sûre grâce à l'angle voisin de 90° que font les deux courbes en ce point (Voir *fig.* 10).

Les planimétrages ont été effectués sur les courbes découlant aussi

directement que possible de l'observation afin d'accumuler le moins possible d'erreurs : les abscisses étaient les intensités du courant d'aimantation et les ordonnées les lectures à l'échelle divisée de l'hystérésimètre débarrassées seulement de la correction nécessaire pour passer de la tangente à l'angle et du terme provenant des courants de Foucault. Ce procédé, où les abscisses sont proportionnelles aux *champs extérieurs*, n'autorise de conclusions sur le rapport des ordonnées, au sens qui nous occupe, que si ces abscisses des points homologues ont la même *importance* relative à toutes les températures, soit si leur rapport à l'abscisse du point terminal (point d'intersection) reste le même ; j'ai vérifié par un petit calcul qu'il en est ainsi à une précision supérieure à celle des expériences.

Je réunis les résultats dans le tableau VII.

TABLEAU VII. — Rapport des ordonnées moyennes des courbes d'hystérèse tournante et alternative (jusqu'au point d'intersection des deux courbes).

*Nickel.*

| $t$ | Aires. — Unités arbitraires<br>Tournante | <br>Alternative | Rapport |
|---|---|---|---|
| 21 | 2.337 | 1.571 | $1,48_7$ |
| 107 | 1.439 | 0.969 | $1,48_6$ |
| 212 | $0.770^3$ | 0.512 | $1,50_4$ |
| 332 | 0.179 | 0.119 | $1,50_0$ |

*Magnétite.*

| $t$ | Tournante | Alternative | Rapport |
|---|---|---|---|
| 18 | 2.680 | 1.746 | $1,53_6$ |
| 200 | 1.827 | 1.197 | $1,52_7$ |
| 350 | 0.925 | 0.602 | $1,53_7$ |
| 500 | 0.257 | 0.169 | $1,52_0$ |

L'écart maximum de la constante est de 1,2 0/0 pour le nickel, de 1,1 0/0 pour la magnétite. Lors de la discussion de la précision des observations, on avait conclu qu'ensuite des phénomènes parasites, il était impossible de ramener, de la détermination d'une courbe à l'autre, le corps à un état suffisamment identique pour que les grandeurs magnétiques se retrouvent à plus de 1 0/0 près, ce qui porte à 2 0/0 l'écart permis sur les rapports ; on voit avec quelle fidélité la *constante demeure dans les limites des erreurs permises.*

D'un seul coup, ces planimétrages permettent de conclure pour *une infinité d'ordonnées*, toutes celles comprises entre l'origine et le

point d'égalité des deux hystérèses ; nous avons par là une confirmation de la théorie qu'on peut bien qualifier d'inattendue.

L'objection mathématique qu'on ne peut conclure des valeurs moyennes aux valeurs individuelles serait facilement levée en exécutant pour chaque température plusieurs planimétrages entre diverses limites.

La vérification expérimentale ci-dessus n'entraîne toutefois que la constance des rapports calculés pour des paires d'ordonnées à *abscisses égales*. On se rendra très aisément compte que si la loi de la constance est vraie dans ce cas, *elle l'est généralement* pour deux ordonnées quelconques, à condition que leurs abscisses soient homologues ; il suffit, pour le prouver, de s'appuyer sur la définition des homologues, sous la forme particulière déjà rencontrée : « hystérèses qui sont les mêmes fractions des hystérèses limites » : Je ne reproduis pas ce petit calcul ici ; il se réduit à une simple combinaison des proportions.

c) *Quelques remarques.* — L'absence totale de *variation systématique* des rapports ci-dessus vient à l'appui de l'idée émise plus haut à propos de l'augmentation du rapport des maxima dans le voisinage du point de transformation ; là les champs d'observation étaient très différents tandis que les derniers rapports sont tous calculés pour abscisses égales, et en même temps toute irrégularité semble avoir disparu.

Remarquons encore que la valeur absolue des rapports ne semble comporter aucune interprétation simple, du fait déjà qu'ils ne s'appliquent pas au domaine total d'observation.

Il resterait encore des comparaisons intéressantes à faire en ne considérant plus le *champ inducteur*, mais l'*aimantation* comme variable.

Les courbes de la *fig.* 9 construites avec l'aimantation en abscisses pourront servir à illustrer ce point de vue. On y remarquera aisément que le maximum d'hystérèse tournante, par exemple, se reproduit à peu près systématiquement pour une aimantation égale à la moitié de la valeur de saturation, ce qui correspond bien à la définition des homologues.

La symétrie des courbes fait bien ressortir que ce fait n'est pas isolé, et on trouverait aisément que la moitié du maximum d'hystérèse tournante correspond à deux aimantations, dont les rapports à la valeur de saturation sont approximativement constants. Autant en pourrait-on dire des courbes d'hystérèse alternative, bien que

leur forme plus irrégulière mette moins visiblement ces propriétés en évidence.

Je ne veux pas insister plus sur ces points puisque aussi bien ils n'ajouteraient rien à la certitude; le nombre des transformations du métal et le nombre des grandeurs observées sont encore de beaucoup augmentés pour atteindre l'aimantation; par suite ces courbes sont des résultats beaucoup moins directs et moins sûrs de l'expérience que celles qui ont été planimétrées.

## CHAPITRE V.

## Résultats divers.

**21.** Données numériques sur les observations a température constante. — Je rassemble ici les tableaux d'ensemble des résultats d'observations sur le nickel et la magnétite; ils concernent les séries complètes à température constante et champ variable, qui ont été déjà à maintes reprises utilisées pour la discussion dans le cours du travail (1).

Tableau VIII. — (Repr. par fig. 9.)
*Nickel, état doux.*

| a) $t = 21°$ | | | | b) $t = 109°$ | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| H | $\mathfrak{I}$ | $E_t$ | $E_a$ | H | $\mathfrak{I}$ | $E_t$ | $E_a$ |
| 20,8 | 49,0 | 1.240 | 586 | 11,8 | 34,9 | 358 | 63 |
| 36,6 | 91,1 | 3.087 | 1.535 | 20,8 | 58,0 | 1.109 | 504 |
| 49,1 | 129,4 | 4.597 | 2.451 | 36,6 | 105,5 | 2.572 | 1.317 |
| 68,5 | 182,7 | 6.460 | 3.952 | 49,1 | 153,5 | 3.759 | 2.097 |
| 87,7 | 229,8 | 7.013 | — | 68,5 | 215,1 | 5.027 | 3.416 |
| 100,3 | 255,3 | 6.822 | 6.201 | 78,1 | 234,5 | 5.100 | 4.233 |
| 130,0 | 310,5 | 5.510 | — | 85,7 | 253,7 | 4.976 | — |
| 158,1 | 352,8 | 4.179 | 8.040 | 94,0 | 273,0 | 4.739 | — |
| 223,0 | 415,4 | 2.282 | 8.580 | 100,3 | 281,0 | — | 5.164 |
| 319,5 | 449,1 | 1.202 | 8.760 | 126,4 | 328,2 | 3.434 | 5.910 |
| 449,0 | 470,2 | 693 | 8.820 | 158,1 | 368,4 | 2.368 | 6.343 |
| 709,7 | 487,4 | 383 | 8.630 | 223,1 | 411,1 | 1.312 | 6.660 |
| | | | | 319,5 | 438,7 | 726 | 6.805 |

(1) Quand il n'y a pas d'indications spéciales, les valeurs sont toujours données en unités C. G. S.

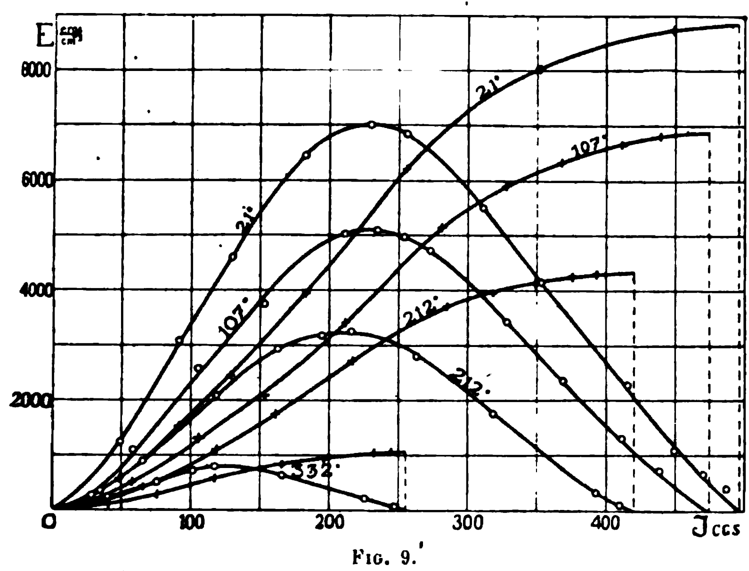

E $\frac{ergs}{cm^3}$
8000
6000
4000
2000
O
100
200
300
400
J CGS
21°
107°
212°
532°

Fig. 9.

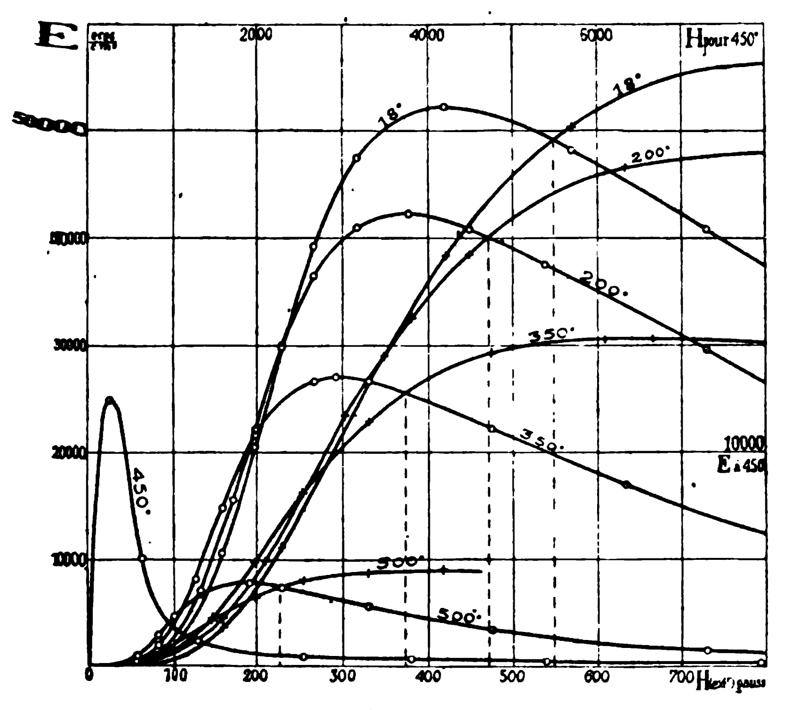

E
2000
4000
6000
H pour 450°
18°
200°
350°
300°
500°
450°
10000
20000
30000
10000
E à 450
0
100
200
300
400
500
600
700
H

Fig. 10.

*c)* $t = 212°$

| H extr | J | $E_t$ | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 10,8 | 28,0 | 276 | 124 |
| 20,8 | 65,4 | 891 | 426 |
| 36,6 | 118,1 | 2.093 | 1.104 |
| 49,1 | 161,5 | 2.936 | 1.753 |
| 60,5 | 194,4 | 3.180 | — |
| 68,5 | 216,8 | 3.255 | 2.732 |
| 87,7 | 262,8 | 2.801 | — |
| 100,3 | 284,8 | — | 3.716 |
| 158,1 | 348,5 | 1.492 | 4.122 |
| 319,5 | 392,6 | 315 | 4.316 |
| 449,0 | 400,8 | — | 4.268 |

*d)* $t = 332°$

| H extr | J | $E_t$ | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 11,8 | 40,8 | 232 | 116 |
| 20,8 | 75,9 | 509 | 283 |
| 27,3 | 102,6 | 707 | — |
| 32,8 | 117,1 | 799 | 605 |
| 49,1 | 165,7 | 644 | 828 |
| 68,5 | 195,4 | 354 | 944 |
| 94,0 | 225,3 | 213 | — |
| 158,1 | 232,7 | — | 1.070 |
| 319,5 | 244,7 | 44 | 1.065 |
| 449,0 | 247,0 | — | 1.065 |

TABLEAU IX (Représenté par la figure 10).

*Magnétite artificielle.*

*a)* $t = 18°$

| H extr | $E_t$ | H extr | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 158 | 10.630 | 158 | 3.630 |
| 197 | 20.560 | 197 | 7.140 |
| 229 | 29.820 | 229 | 11.130 |
| 268 | 39.190 | 352 | 29.060 |
| 319 | 47.370 | 426 | 38.330 |
| 426 | 52.130 | 577 | 50.340 |
| 577 | 48.100 | 741 | 55.780 |
| 741 | 40.810 | 1.292 | 53.000 |
| 969 | 31.100 | | |
| 1.292 | 20.940 | | |
| 2.580 | 5.230 | | |

*b)* $t = 200°$

| H extr | $E_t$ | H extr | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 87,6 | 1.720 | 87,6 | 770 |
| 132,8 | 7.260 | 158 | 4.460 |
| 171 | 15.530 | 210 | 9.980 |
| 197 | 22.180 | 255 | 16.230 |
| 229 | 29.940 | 307 | 23.410 |
| 268 | 36.450 | 383 | 32.500 |
| 319 | 40.930 | 456 | 38.460 |
| 381 | 42.150 | 642 | 46.460 |
| 456 | 40.780 | 826 | 47.890 |
| 546 | 37.560 | | |
| 741 | 29.680 | | |
| 969 | 21.920 | | |
| 1.292 | 13.980 | | |
| 2.580 | 3.530 | | |

*c)* $t = 350°$

| H extr | $E_t$ | H extr | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 81,2 | 1.910 | 87,6 | 910 |
| 126 | 8.160 | 146 | 4.480 |
| 158 | 14.800 | 197 | 9.770 |
| 197 | 21.560 | 255 | 16.310 |
| 268 | 26.650 | 333 | 22.960 |
| 294 | 27.060 | 481 | 29.390 |
| 333 | 26.640 | 616 | 30.630 |
| 481 | 22.180 | 675 | 30.760 |
| 642 | 16.990 | | |
| 871 | 11.480 | | |
| 1.292 | 5.750 | | |
| 2.580 | 1.520 | | |

*d)* $t = 500°$

| H extr | $E_t$ | H extr | $E_a$ |
|---|---|---|---|
| 55,2 | 970 | 55,2 | 400 |
| 81,2 | 2.860 | 87,6 | 1.380 |
| 100 | 4.610 | 146 | 4.300 |
| 133 | 6.750 | 197 | 6.480 |
| 190 | 7.700 | 255 | 8.040 |
| 229 | 7.390 | 333 | 8.750 |
| 333 | 5.560 | 423 | 9.120 |
| 481 | 3.390 | | |
| 741 | 1.380 | | |
| 1.292 | 500 | | |

Je consacrerai plus loin quelques pages à la question des champs intenses plus spécialement ; remarquons seulement ici la grandeur relative du rapport entre l'hystérèse tournante et l'hystérèse alternative dans les champs faibles ; ce résultat, déjà acquis par MM. Weiss et Planer, se trouve ici confirmé à nouveau, mais pour toutes les températures, de même que l'absence de constance de ce rapport pour différents champs à même température.

22. Grandeurs magnétiques a champ constant et température variable. — Les expérimentateurs qui ont entrepris des recherches thermomagnétiques se sont en général servi de la représentation dont il est question dans ce paragraphe ; elle considère H comme un paramètre arbitraire ; ses courbes donnent les lois de variation de la grandeur magnétique Y (aimantation ou hystérèses), avec la température pour différents champs. Les courbes ainsi obtenues sont en général assez différentes les unes des autres, ce qui leur prête fréquemment une allure énigmatique.

J'ai montré au chapitre IV quelle grande simplification résulte de l'abandon délibéré de cette représentation et de son remplacement par l'expression de Y en fonction des champs homologues ; le résultat peut en effet s'en résumer ainsi : *loi unique pour chacune des grandeurs* Y *si les homologues sont pris comme abscisses.*

Je vais dans le présent paragraphe envisager quelques conséquences de l'ancienne représentation pour les rattacher tout au moins qualitativement aux hypothèses théoriques, et aussi pour donner un trait d'union entre mes expériences et des travaux antérieurs.

On sait, depuis les recherches d'Hopkinson [1] et de P. Curie [2], que dans des champs constants suffisamment faibles, l'aimantation peut parfaitement *croître avec la température* pour tomber ensuite rapidement à 0. Ce fait est immédiatement visible déjà dans la représentation $\mathfrak{J} = f(H)$ des courbes d'aimantation à différentes températures, lesquelles se coupent toutes mutuellement (*fig.* 11). Les mesures accessoires de l'aimantation du nickel que j'ai dû effectuer m'ont redonné des courbes de ce type (*fig.* 11). On exprime brièvement cette propriété en disant que *les corps ferro-magnétiques se saturent d'autant plus facilement que la température est plus élevée* [3].

---

(1) Hopkinson, *loc. cit.*
(2) Pierre Curie, *loc. cit.*
(3) Curie dit à ce propos : «... Ce dernier effet était très important dans les recherches de M. Hopkinson, qui a utilisé des champs peu intenses. Il est dû, je

Mes expériences ont mis en évidence *la propriété absolument analogue pour les deux hystérèses*, tant pour le nickel que pour la magnétite. Il suffit, pour s'en convaincre, de jeter les yeux sur la *fig.* 10. Les courbes $E = f(H)$ du nickel (non reproduites ici) présentaient la même particularité, mais moins accentuée. La déduction que l'on peut tirer de l'examen des courbes de la magnétite n'est toutefois pas rigoureuse *a priori*, car les abscisses sont les champs extérieurs, sans considération des effets démagnétisants; il est facile de voir que ceux-ci *renforcent encore la légitimité de la conclusion.*

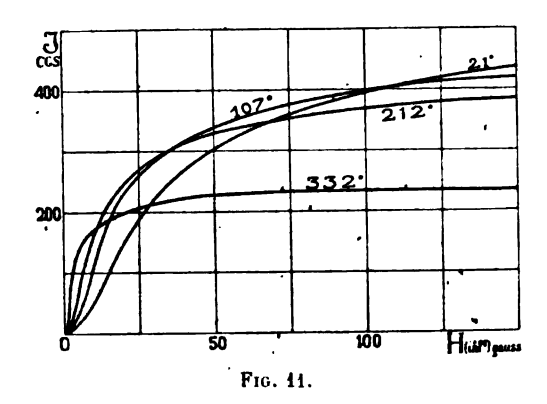



Fig. 11.

Nous allons maintenant esquisser une discussion théorique sommaire de ces effets. Comme nous n'avons à envisager ici les choses qu'à un point de vue en quelque sorte qualitatif, nous pourrons nous contenter d'une approximation et par conséquent faire des hypothèses simplificatrices. Il ne s'agit bien entendu que de champs relativement faibles, par conséquent I ne s'écartera jamais notablement dans chaque cristal de la direction de facile aimantation ; nous basant sur cela, nous admettrons généralement que tous les *cristaux ont non un plan magnétique, mais un axe magnétique* suivant lequel l'aimantation est toujours dirigée ; pour la renverser, il faut surmonter un champ coercitif $H_c$ et dépenser une énergie $2H_cI$ ; toutes les directions d'axes magnétiques sont également représentées dans

---

pense, en grande partie, à une action indirecte provenant de ce que les phénomènes d'hystérèse magnétique augmentent beaucoup quand la température s'abaisse. » Nous verrons dans les pages suivantes que c'est effectivement une conséquence directe de la diminution du champ coercitif avec l'augmentation des températures.

le corps ; nous supposerons enfin que le champ coercitif $H_c$ varie comme l'intensité d'aimantation en posant $H_c = CI$.

Interprétons d'abord dans ces hypothèses l'explication de P. Curie reproduite en note, tout en la précisant : en chauffant à champ constant, l'aimantation I et le champ coercitif $H_c$ diminuent ; il en résulte, d'une part, une *diminution* de l'appoint que donne *chaque cristal* à l'aimantation résultante, d'autre part, une *augmentation* du *nombre* des cristaux intéressés ; l'augmentation de l'aimantation globale $\mathfrak{I}$ se produira alors à partir du moment où le second phénomène compense et au delà le premier.

La possibilité physique à présent établie, nous pouvons nous demander plus précisément sous *quelles conditions* le phénomène est possible. Nous pouvons résoudre le problème à la fois pour les trois grandeurs $\mathfrak{I}$, $E_r$ et $E_a$ ; la question de l'augmentation de chacune d'elles avec la température se réduit en somme à la discussion du signe des dérivées (partielles puisque champ constant) :

$$\frac{\partial \mathfrak{I}}{\partial t}, \quad \frac{\partial_t E}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_a}{\partial t}.$$

J'emprunte l'expression suivante de $\mathfrak{I}$ au mémoire (champ moléculaire, *loc. cit.*) de M. Weiss :

$$\mathfrak{I} = \frac{1}{2}\left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right].$$

Des intégrations très simples établissent de façon analogue :

$$E_t = 4H_cI\sqrt{1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2},$$
$$E_a = 4H_cI\left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)\right],$$

H désignant dans ces trois expressions le champ au sommet du cycle.

Le calcul donne en tenant compte de $H_c = CI$ :

$$\frac{\partial \mathfrak{I}}{\partial t} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{3C^2I^2}{H^2}\right)\frac{dI}{dt} > 0 ;$$

or $\frac{dI}{dt} < 0$, donc :

$$1 - \frac{3C^2I^2}{H^2} = 1 - 3\left(\frac{H_c}{H}\right)^2 < 0 \qquad \text{ou} \qquad H_{\mathfrak{I}} < H_c \cdot \sqrt{3}.$$

On trouverait de même

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} = 4 \frac{2H_c - \frac{3H_c^3}{H^2}}{\sqrt{1-\left(\frac{H_c}{H}\right)^2}} \frac{dI}{dt} > 0; \qquad H_t < H_c\sqrt{\frac{3}{2}};$$

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} = 4\left(2H_c - 3\frac{H_c^2}{H}\right)\frac{dI}{dt} > 0; \qquad H_a < H_c \cdot \frac{3}{2}.$$

On voit par ces conditions que, dans les trois cas, l'image du corps ainsi constitué rend compte du phénomène. $H_c$ désigne toujours naturellement le champ coercitif à la température que l'on considère; la région d'observation se restreint donc de plus en plus à mesure que le corps est plus chaud, ce qui correspond parfaitement bien à l'observation.

Enfin on peut tirer de ce schéma théorique une dernière conséquence : on voit que

$$H_c\sqrt{3} > H_c\frac{2}{3} > H_c\sqrt{\frac{3}{2}} \qquad \text{ou bien} \qquad H_{\mathfrak{I}} > H_a > H_t.$$

Ce qui signifie que l'intervalle de champ où l'augmentation en question s'observera est plus grand pour l'aimantation que pour l'hystérèse alternative, et celui-ci plus grand à son tour que pour l'hystérèse tournante.

Pour l'aimantation, le nickel m'a montré que la règle se vérifie très bien; quant à $H_a < H_t$, les courbes de la *fig.* 10 l'indiquent de façon si frappante que toute discussion est superflue.

23. Sur l'effet de différentes duretés magnétiques. — La *fig.* 12 résume les observations de l'hystérèse tournante et de l'aimantation du *même* échantillon de nickel à température ordinaire mais à trois degrés différents de dureté (l'état le plus doux est celui du tableau VIII).

24. Champs intenses. — a) *Disques horizontaux; magnétite isotrope et magnétite cristallisée.* — La question de l'annulation de l'hystérèse tournante dans les champs très intenses est déjà résolue au moins pour le fer, le nickel et la pyrrhotine normale. Mes observations sur le nickel ne donnent aucune raison de douter de l'exactitude du fait. De même l'angle fini entre la courbe $E_t = f(\mathfrak{I})$ et l'axe des $\mathfrak{I}$ à la saturation se retrouve (*fig.* 9) à toutes les températures,

fait qu'avaient déjà signalé Weiss et Planer à la température ordinaire.

Comme exceptions au fait de l'annulation de l'hystérèse tournante, on connaît jusqu'à présent les pyrrhotines anormales et la magnétite cristallisée (1). Les trois échantillons que M. Quittner a étudiés, échantillons taillés tant parallèlement à la face du cube qu'à celle de l'octaèdre, ont accusé un maximum distinct d'hystérèse tournante, après quoi celle-ci semble tendre vers une valeur un peu plus faible jusqu'à 4 000 gauss, champ maximum atteint dans ses expériences.

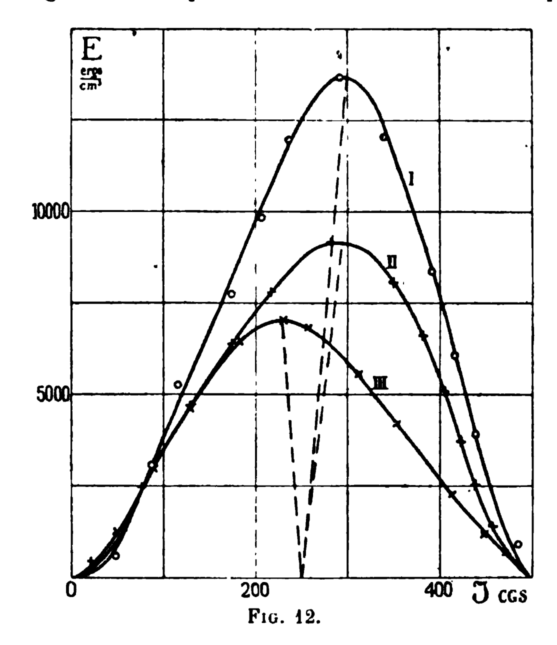



Fig. 12.

Je fus passablement étonné lors de mes premières recherches sur la magnétite préparée artificiellement de constater, après le maximum, la décroissance aussi régulière de l'hystérèse que pour le fer et le nickel, dans des champs plus intenses toutefois.

Déjà, à température ordinaire, je pus assez facilement observer la magnétite dans des champs suffisamment élevés pour ramener l'hystérèse tournante à 3 0/0 de son maximum ; j'ai cependant pensé qu'il serait intéressant de pousser encore plus loin cette investigation et je l'ai fait à la température 450° ; d'une part, l'aimantation est ré-

---

(1) V. Quittner, Thèse, Zürich, 1908, p. 81 et 87, aussi *Arch. Genève*, sept., oct., nov. 1908.

duite à peu près de moitié, donc les effets démagnétisants d'autant, les trépidations passablement diminuées et, d'autre part, la saturation est plus facilement accessible.

L'expérience qui, avec beaucoup de soin, a pu être étendue jusqu'à un champ extérieur de 9 000 gauss, a donné les résultats que représente la *fig.* 10 (c. 450°). *L'approche de* 0 *devient extrêmement lente, mais ne peut faire l'objet d'aucun doute;* dans le champ maximum de 9 000 gauss, l'énergie d'hystérèse n'était plus que de 0,8 0/0 de son maximum. Partant de là, une estimation grossière conduit à la conclusion que pour obtenir la réduction à 0 à 1 0/0 près du maximum à température ordinaire, il faudrait faire tourner un champ de 12 000 à 13 000 gauss ! Ceci est en parfait accord avec la grande difficulté d'obtenir la saturation des corps ferromagnétiques qui a déjà été rencontrée occasionnellement et que font ressortir des expériences publiées récemment ([1]).

La non-annulation de l'hystérèse tournante n'est pas le seul contraste qui distingue la magnétite cristallisée de la magnétite artificielle : les ordres de grandeur de l'énergie dissipée sont essentiellement différents, comme nous allons le voir.

J'ai exécuté quelques expériences sommaires en reprenant d'abord les échantillons cristallins de M. Quittner dans des champs plus intenses, puis quelques autres dont l'un était suffisamment volumineux pour que j'aie pu le fondre au chalumeau, en tailler une plaque et l'observer dans ce nouvel état. Le tableau X donne le résumé de ces expériences.

Tableau X. — Hystérèse tournante de quelques échantillons au maximum et dans champs intenses.

a) *Échantillons cristallisés.*

| | Provenance | $E_t$ maxim. ergs/cm³ | Fraction du maxim. restant dans 8 000 gauss | Remarque |
|---|---|---|---|---|
| 1° | Traverselle (// octaèdre). | 1.350 | 12 0/0 | |
| 2° | id. ............ | 870 | 20 | |
| 3° | Inconnue .............. | 9.500 | 4 | |
| | Plaques de V. Quittner | | | |
| 4° | // surface cube ......... | 3.500 | 35 | Reste fixe à cette valeur |
| 5° | // octaèdre ............ | 2.500 | 44 | |

(1) *Arch. de Gen.*, février 1909.

b) *Echantillons isotropes.*

| | | |
|---|---|---|
| Echantillon 1° fondu....... | 9.100 | 11 0/0 |
| Divers fragments fondus ensemble................ | 21.000 | 7 |
| Artificielle............... | 50.000 | 4 |

Tous les échantillons de ce tableau à l'exception d'un seul (n° 4, parallèle face du cube) montrent une *décroissance encore bien marquée* à la limite atteinte, de sorte qu'on peut présumer que l'annulation finale n'est qu'une question d'intensité de champ.

La *différence de dureté* d'un échantillon à l'autre est extrêmement frappante dans ce tableau : entre le minimum et le maximum, il y a un *écart du même ordre* que celui qui sépare *les fers les plus doux des aciers à aimants permanents.*

Ce qui est particulièrement intéressant, c'est que le record de l'ordre de grandeur est détenu sans contestation possible par la magnétite artificielle, celle justement à laquelle on est en droit d'attribuer *le plus haut degré de pureté!* Ceci est à rapprocher du fait constaté par Gumlich que le fer extrêmement pur de Kreusler a un champ coercitif notablement plus grand et est par suite techniquement inférieur à certains fers doux où la proportion de métaux étrangers atteint les millièmes ; à rapprocher aussi les propriétés des alliages de Heussler.

La fusion d'un échantillon cristallin a accru son hystérèse dans le rapport de 1 à 7 et il conserve approximativement le même résidu relatif dans un champ intense. Cette valeur systématiquement grande du champ coercitif des magnétites isotropes est-elle due en partie à l'action mutuelle des cristaux ou à d'autres causes? Il me semble encore impossible de se prononcer à cet égard.

b) *Disques verticaux; hystérèse elliptique.* — Dans les champs très intenses nécessaires pour saturer les substances, l'aimantation doit commencer à s'écarter d'une double droite pour décrire grossièrement une ellipse de moins en moins allongée. Il y a peut-être intérêt à discuter à ce propos cette conception vague de l'*hystérèse elliptique*, dont je me suis servi déjà pour simplifier l'exposition. On peut en effet comprendre sous ce mot deux phénomènes différents : est-ce de l'énergie dissipée lorsque le *champ inducteur décrit une ellipse* ou bien lorsque l'*aimantation au contraire décrit cette courbe* qu'il s'agit? Ceci reste une question à trancher arbitrairement, mais

il est bien clair que les deux cas ne sont pas identiques, grâce à la très grande variabilité de la susceptibilité ferro-magnétique : un champ elliptique n'induira pas du tout une aimantation elliptique et réciproquement.

Comment au surplus réaliser expérimentalement ces deux cas ? — Sans doute, le premier est encore approximativement accessible, en fixant par exemple dans un champ tournant un disque extrêmement mince oblique par rapport aux lignes de force. Mais la production de l'aimantation elliptique semble bien malaisée ; ce n'est en tout cas pas en faisant agir un champ circulaire sur un ellipsoïde qu'on l'obtiendrait (toujours ensuite de la non-constance de la susceptibilité).

Remarquons enfin que le plus facilement observable, le champ elliptique, ne serait guère susceptible d'ajouter des renseignements bien nouveaux, au moins si l'on se place au point de vue théorique exposé dans le cours du travail ; le champ tournant en effet se comporte déjà elliptiquement pour la plupart des cristaux élémentaires. Cela étant, j'estime qu'il y aurait peu d'intérêt à entreprendre des recherches dans ce sens.

---

## SUR UN DISPOSITIF A CONTACTS ÉLECTRIQUES RÉGIS PAR LA ROTATION D'UN ORGANE MOBILE AUTOUR D'UN AXE FIXE [1] ;

Par M. L. DÉCOMBE.

Le problème dont nous nous proposons d'exposer ici une solution est le suivant :

« Étant donné un organe animé d'une rotation uniforme ou va-
« riable autour d'un axe, fermer le circuit d'une pile, sur des appa-
« reils déterminés, à des intervalles de temps et pendant des durées
« proportionnelles à la vitesse de rotation de l'organe. »

On rencontre ce problème sous une forme plus ou moins particulière, dans la mesure instantanée de la vitesse angulaire d'un axe, l'émission de signaux commandés par un organe en rotation, le remontage automatique des mouvements d'horlogerie, etc...

On sait qu'il est très difficile de réaliser un bon contact électrique entre deux pièces animées l'une par rapport à l'autre d'un glissement

---

[1] Séance du 6 mai 1910.

notable; il faut, pour y arriver, exercer entre elles une pression d'autant plus élevée que la vitesse de glissement est plus considérable, ce qui introduit des frottements donnant lieu à des irrégularités, de l'usure, et surtout des perturbations dans le mouvement de l'organe en rotation.

Pour ces raisons, on doit renoncer, dans les appareils un peu délicats, à l'emploi d'une bague chaussée sur l'axe de rotation et munie de touches alternativement conductrices et isolantes sur lesquelles s'appuie un balai en relation avec le circuit de la pile et des appareils. On peut d'ailleurs remarquer que ce dispositif ne permet pas de modifier la durée relative des contacts par rapport à l'intervalle de temps qui les sépare, condition très favorable cependant au réglage du contact et qui, dans certains cas, peut s'imposer d'une manière étroite.

Les essais que j'ai effectués m'ont conduit à adopter le dispositif suivant :

Un disque D (*fig.* 1) dont la circonférence a été découpée de manière à présenter des arcs de courbe tels que AA', BB', CC', ... (au

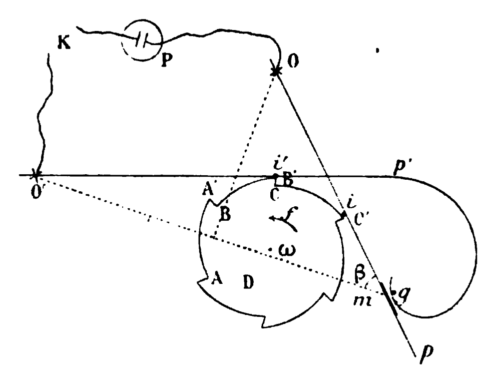



Fig. 1.

nombre de six, par exemple) est fixé sur l'axe de rotation ω (supposé horizontal et perpendiculaire au plan de la figure), de manière à en être solidaire, la pente croissante des arcs étant dirigée, comme l'indique la figure, en sens contraire de la rotation *f*.

Deux leviers O*ip* et O'*i'p'g*, formés chacun d'une lame rigide de laiton, sont respectivement mobiles autour des axes O et O' (perpendiculaires au plan de la figure). Chacun de ces leviers porte une

goupille en ivoire ($i$, $i'$), qui repose sur la périphérie du disque D. Ces deux goupilles peuvent être déplacées le long des leviers correspondants.

Le levier $Oip$ est situé, par rapport au plan de la figure *un peu en avant* du disque D, tandis que le levier $O'i'p'g$ est situé *un peu en arrière*, de sorte que les goupilles $i$ et $i'$ empêchent seules les leviers de tomber et que le point où se croisent sur la figure les droites $Oi$ et $O'i'p'$ est purement fictif.

Sur la face supérieure du levier $Oip$ est soudée une lame de platine $m$; l'extrémité courbe du levier $O'i'p'$ porte une goupille $g$ également en platine; c'est entre les deux pièces $m$ et $g$ que s'établissent les contacts destinés à fermer le circuit de la pile P sur les appareils K.

Le fonctionnement de l'appareil est le suivant :

Le disque étant entraîné par la rotation $\omega$ dans le sens $f$, et la position des goupilles préalablement réglée de manière que $i'$ échappe le sommet de l'arc BB' un peu *avant* que $i$ échappe celui de l'arc CC', la goupille $g$ tombe sur la lame $m$, et le contact dure jusqu'à ce que $i$ échappe à son tour. Le même phénomène se reproduit évidemment six fois par tour du disque. Dans ces conditions, la durée du contact (aussi bien que l'intervalle entre deux contacts) est évidemment proportionnelle à la vitesse de rotation de l'arc $\omega$.

On observera que, au moment où la goupille $i$ échappe le sommet de l'arc BB', la lame $m$ se trouve au voisinage immédiat de la goupille $g$, de sorte que la chute de cette dernière est réduite seulement à une fraction de millimètre. De plus, à ce moment, et pendant toute la durée du contact, la vitesse de glissement de $g$ sur $m$ est insignifiante, ce qui permet de réaliser un contact excellent par la seule action du poids du levier $O'i'p'g'$, poids qui peut être d'ailleurs très réduit. Au moment où la goupille $i$ échappe à son tour, il y a, au contraire, un rapide glissement de $g$ sur $m$, de sorte que la rupture du contact se produit en un point du levier différent de celui où il s'établit. Cette condition est éminemment favorable à la régularité du fonctionnement.

A ce point de vue, on pourrait aussi substituer à la goupille $g$ une pièce ayant la forme d'un arc de faible courbure de manière que le point d'établissement et le point de rupture du contact soient séparés, non seulement sur le levier $Op$, mais aussi sur la pièce $g$.

Pour que la charge des leviers sur l'axe demeure constante pen-

dant la rotation, il faut que les arcs AA′, BB′, ..., appartiennent à des spirales logarithmiques ayant ω pour pôle.

Pour que cette charge ne subisse pas de variation au moment où $m$ vient reposer sur $n$, il faut, en outre, satisfaire à la condition :

$$\frac{Oi}{O'i'} = \frac{Om \cos \beta}{O'm}. \tag{1}$$

Pratiquement, on pourra choisir, par exemple, $\frac{Oi}{O'i'} = \frac{1}{2}$, de sorte que la condition (1) se réduise à :

$$O'm = 2Om.\cos \beta. \tag{2}$$

Cette condition est réalisée dans le modèle que j'ai fait construire, et on la retrouve sur la figure ci-jointe.

En faisant glisser les goupilles $i$ et $i'$ le long des leviers correspondants, on peut faire varier notablement la durée du contact sans modifier sensiblement le rapport $\frac{Oi}{O'i'}$, pourvu que l'on ait choisi $Oi$ et $O'i'$ suffisamment longs. La condition (1) continue à être satisfaite.

Le modèle que j'ai construit a été appliqué, en particulier, au remontage automatique d'un mouvement d'horlogerie. Dans ce cas, le circuit métallique comprend, outre la pile P, un électro-aimant dont l'armature, mobile autour d'un axe horizontal, enroule le ressort moteur, à chaque fermeture du circuit, d'une quantité précisément égale à celle dont il s'est déroulé depuis la fermeture précédente. La tension du ressort peut ainsi être maintenue presque rigoureusement constante pendant toute la durée du fonctionnement, qui est d'ailleurs illimitée.

En résumé, le dispositif très simple que nous venons de décrire permet de réaliser un contact satisfaisant aux conditions exigées ; son fonctionnement est très régulier, toujours identique à lui-même et sans répercussion perturbatrice sur le mouvement, parfois délicat, de l'organe mobile en rotation.

---

## DU ROLE DE LA COHÉSION ET DE LA PRESSION OSMOTIQUE DANS LA TEINTURE ;

Par M. A. ROSENSTIEHL [1].

Il y a dix-sept ans [2], en examinant « les forces qui interviennent dans la teinture », je suis arrivé à conclure que la cohésion joue le rôle principal et que la chimie n'intervient que comme moyen auxiliaire et en deuxième ligne.

Les travaux, qui de toute part ont eu pour objet la théorie de la teinture, ont abouti à cette conclusion : « Les forces chimiques sont insuffisantes pour expliquer le phénomène de la teinture [3]. »

Des forces physiques interviennent-elles? L'interprétation des faits est rendue difficile par la complexité du sujet. La structure microscopique des fibres a fait naître une théorie physique. Leur composition chimique, ainsi que celle des colorants, qui possèdent tous une constitution chimique à fonctions incertaines, ont fait rechercher les causes de la teinture dans l'affinité.

D'où deux théories qui tendent à s'exclure réciproquement.

Le travail auquel j'ai fait allusion dès le début montre la part qui revient à ces deux théories, qui à tort s'excluent l'une l'autre.

Il montre qu'il y a des cas où l'intervention de l'affinité semble exclue, et que la cohésion seule suffit à expliquer la teinture. Mais des lacunes existant dans les faits connus alors n'avaient pas permis de préciser une théorie générale. Ces lacunes ont disparu depuis, et une chaine ininterrompue de faits montrent qu'il y a un parallélisme frappant entre la *manière dont se manifeste la cohésion entre corps solides et les conditions exigées par une bonne teinture.* Le but du présent travail est de mettre en présence les faits relatifs aux manifestations de la cohésion, et de les rapprocher des forces mises en action dans la teinture. L'examen de tous les procédés connus de teinture montre qu'il faut que le corps teignant ait été dissous parfaitement, ne fût-ce qu'un instant, pour qu'il y ait fixation. C'est dans le moment précis où le corps passe de l'état dissous à l'état solide qu'il est apte à se fixer. Si pendant ce changement d'état il est en contact

---

(1) Séance du 17 juin 1910.

(2) *Société chimique de Paris*, 3e série, t. II, p. 44; 1894.

(3) Dr Carl-G. SCHWALBE, *Neuere faerbe Theorien*, p. 118.

avec la fibre, il y a teinture. La vapeur d'eau, à un état hygrométrique déterminé, peut remplacer le bain de teinture.

Un état de division moins parfait que la dissolution produit une fixation complète. Des poudres fines en suspension dans l'eau peuvent s'attacher aux fibres et les colorer, d'une manière si solide que ni lavage ni frottement ne peuvent les détacher.

C'est à la condition que le colorant en suspension dans l'eau soit en petite quantité. Les expériences récemment publiées par M. Léo Vignon [1] sur le chromate de plomb et le bleu de Prusse rentrent dans cette catégorie ; les tous foncés en teinture ne réssitent pas au frottement ; elles déchargent.

Entre l'état *pulvérulent* et l'état de *dissolution* parfaite se place l'état *colloïdal*. Dans ce cas encore il y a teinture, qui est d'autant plus solide au frottement que l'état de division du colorant se rapproche davantage de celui de la dissolution parfaite.

L'énergie de l'adhérence entre fibre et corps coloré dépend du degré de division de ce dernier au moment du contact. On est ainsi ramené à l'étude des conditions dans lesquelles la cohésion prend naissance entre les corps solides.

*La cohésion en action.* — On sait que deux corps solides, non poreux, pressés l'un contre l'autre, arrivent à se souder, à froid, sans intermédiaire, et d'une manière si solide qu'on ne peut plus les séparer sans arrachement.

1° Deux glaces superposées se soudent entre elles à certaines places, de manière à ne pouvoir plus se séparer sans brisures. Elles sont perdues. L'exemplaire qui figure à cette séance provient de la glacerie de Chauny, de la manufacture de Saint-Gobain. L'une des lames a été enlevée par morceaux, pour dégager l'autre. Cette dernière porte, à sa surface, la trace de deux soudures. Elles ont la forme de larmes de verre et sont parfaitement fixées sur la glace. On doit penser que toutes les parties qui se sont trouvées en contact parfait, se sont ainsi soudées. Les doutes que l'on pourait avoir à cet égard sont écartés par l'exemple des calibres de M. Johansson [2].

2° Ces calibres sont des pièces en acier parfaitement planes

---

[1] Léo Vignon, *Propriétés colorantes du chromate de plomb* (*Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 1329, et t. CL, p. 169).
[1] Carpentier, *C. R.*, t. CXLVIII, p. 896 et séance du 29 mai 1909, p. 65.

obtenues par un procédé spécial, non dans le domaine public. Elles sont destinées à servir d'étalons de mesure pour des machines dont toutes les parties doivent être interchangeables. Leurs dimensions sont connues à $\frac{1}{100}$ de millimètre près. Leur planité est la conséquence de cette précision. Elle a encore un autre résultat non prévu : Si l'on superpose deux de ces pièces, il se manifeste une adhérence provenant du contact parfait s'établissant entre les deux surfaces. Cette adhérence est dix fois supérieure à celle que produirait le vide. Elle n'est pas due à la pression atmosphérique. Elle est variable avec les soins apportés à leur confection. Et si la planité est poussée au micron, la soudure peut devenir définitive.

3° Les balles mariées, fait bien connu des chasseurs, sont un autre exemple d'une soudure qui se produit au contact immédiat. Si on enlève sur deux balles de plomb deux copeaux de métal, de manière à avoir des surfaces fraîches non oxydées, et que l'on presse l'une contre l'autre ces deux surfaces, les balles se soudent. La mollesse du plomb corrige le défaut de planité des surfaces. La soudure est si complète qu'il faut un effort amenant une rupture pour séparer les deux balles. Le fait est utilisé quelquefois par les plombiers pour faire des soudures à froid.

4° Le contact peut devenir parfait et amener la soudure sans qu'il y ait planité. Si l'axe non graissé d'une essoreuse, frotte à sec sur le coussinet, les surfaces en présence se rodent l'une sur l'autre, la force centrifuge éliminant à mesure les débris provenant de l'usure, il arrive un moment où le contact parfait est réalisé; alors il y a arrêt brusque, et comme conséquence, énorme dégagement de chaleur et mise hors de service de la machine.

Cet exemple montre que la soudure peut se produire en plein mouvement, cas qui ne s'est pas présenté dans les exemples précédents.

Si on fait la coupe de l'axe soudé au coussinet, on voit que la réunion est si parfaite qu'aucune ligne n'indique la trace d'un plan de séparation.

Autrefois, avant que les précautions n'eussent été prises pour assurer un graissage continu des roues de wagon, le grippage était un accident très redouté. Il est aujourd'hui très rare. On constate que dans cet accident la soudure s'opère entre matières hétérogènes, entre l'acier et le bronze.

Ce qu'il faut retenir, comme analogie avec la teinture, c'est que la soudure peut se faire en *plein mouvement et entre corps hétérogènes*.

Mais, pour compléter l'analogie, il manque encore une donnée : Le corps teignant est en dissolution, il est dans un état de division comparable avec un corps en vapeurs.

Est-il possible, dans ces conditions, que la cohésion puisse entrer en action?

5° Le remarquable procédé de métallisation découvert par M. Schoop de Zurich (¹), communiqué par M. d'Arsonval, vient en donner la preuve :

De l'aluminium en fusion est pulvérisé par un jet de gaz sous pression. Ce brouillard d'aluminium, lancé avec une vitesse de 25 kilomètres par seconde, possède la propriété de se condenser sur des objets de toute nature, en couche continue, adhérente, dont l'épaisseur augmente avec la durée de l'exposition. La couche d'aluminium est continue, ce qui prouve que le métal se soude au métal, sans intermédiaire, au simple contact; et elle adhère aussi bien à la surface de corps imperméables, durs et polis, tels que le verre, la porcelaine, que sur des corps poreux comme le bois, le plâtre, le papier, le cuir, les étoffes (de nombreux échantillons, gracieusement abondonnés par M. Schoop ou prêtés par M. d'Arsonval, sont mis sous les yeux des auditeurs). Cette adhérence est obtenue grâce à la pression avec laquelle le brouillard métallique est projeté, et elle se produit malgré son état de division extrême.

C'est ce dernier état qui forme l'analogie avec le corps teignant dissous; dans les deux cas, la cohésion naît au contact d'un corps solide de forme quelconque et d'un autre corps solide entièrement divisé.

Cependant il y a là encore une condition qui manque dans le cas du métal pulvérisé et qui se trouve dans la teinture ; dans le premier cas, on opère dans un milieu gazeux ; dans le second, au sein d'un liquide. Le liquide ne serait-il pas un obstacle à l'exercice de la cohésion ?

6° La preuve qu'il n'en est pas ainsi est donnée par l'argenture du verre, qui réunit les conditions de la teinture. L'argent en

---

(¹) Séance du 20 mai 1910.

état de dissolution parfaite (solution de nitrate d'argent ammoniacal) est mis en liberté par le sucre de lait, corps réducteur. Au moment de sa mise en liberté, les particules les plus fines s'attachent aux parois du vase en verre dans lequel se fait la réaction, et forment une couche de métal continue, adhérente et miroitante. Les parties moins bien divisées, au lieu de s'attacher, sur les parois, tombent au fond du vase, et y forment une couche peu adhérente. Ce qui montre l'influence favorable du plus grand état de division possible sur la solidité de l'adhérence. Ici l'analogie avec la teinture est complète, Le verre est teint par de l'argent : nous voyons deux corps solides s'unir physiquement : l'un ayant la forme d'une paroi imperméable et l'autre celle d'une poudre ténue.

Dans ce dernier cas, la cohésion est entrée en action dans les mêmes conditions que pour la teinture.

Il faut la netteté parfaite de la surface du substratum, et l'état de division extrême du corps teignant, lequel se fixe au moment même de l'état de dissolution parfait, il passe à l'état solide.

### DU RÔLE DE LA PRESSION OSMOTIQUE DANS LA TEINTURE.

L'analogie entre la manière dont la cohésion entre en action et celle qui correspond aux conditions de la teinture peut se poursuivre plus loin.

Il arrive qu'un colorant mis en présence d'un textile donné ne se fixe pas, quoiqu'il se fixe sur un autre textile.

La raison de cette différence nous échappe, on ne peut que la constater.

Mais ce résultat négatif ne doit jamais être considéré comme définitif.

Le chimiste doit simplement se dire qu'il ne connaît pas le moyen d'amener le contact parfait entre le colorant et la fibre.

Or la pression étant un de ces moyens, il est indiqué de l'essayer.

Mais comment obtenir une pression capable de rapprocher un corps solide et un corps dissous ?

Pour concevoir ce moyen, il faut se rappeler qu'un corps parfaitement dissous se comporte comme un gaz ou une vapeur, dans le milieu constitué par le dissolvant. Il en occupe tout l'espace et il exerce sur les parois de la masse liquide une pression qui tend à aug-

menter le volume. L'osmose est une conséquence de cette pression, ainsi que je l'ai démontré déjà en 1870 (1).

Ces conclusions sont déduites des travaux de Graham (2), Person (3), Bussy et Buignet (4), H. Sainte-Claire Deville (5) et Schuller (6).

Quand un corps se dissout, l'accroissement de son volume correspond à une absorption de chaleur, exactement comme un corps qui se réduit en vapeur. Les molécules du corps dissous se repoussent, et le dissolvant agit comme le vide vis-à-vis d'un corps volatil, c'est-à-dire comme une absence de pression. Inversement, l'insolubilité représente une pression indéfinie, et toute diminution de solubilité est l'équivalent d'une augmentation de pression exercée sur les molécules du corps dissous.

Ce point est important pour ce qui va suivre.

Le moyen de diminuer la solubilité d'un corps dans un milieu donné est bien connu ; il suffit d'introduire dans ce milieu un autre corps plus soluble, chimiquement inactif. Ce moyen est employé industriellement pour précipiter les matières colorantes, et aussi certaines matières incolores, de leur dissolution.

Il consiste à ajouter du chlorure de sodium. L'augmentation de pression ainsi produite correspond à une diminution de volume, à une condensation qui va jusqu'à la solidification.

Il est intéressant de remarquer qu'en teinture le même moyen est employé dans les cas où l'on ne peut compter sur l'intervention de l'affinité chimique, soit dans le cas de teinture de fibre non mordancée. La teinture est alors favorisée par l'addition au bain de teinture de sels solubles divers : des sulfates, chlorures, phosphates, borates alcalins.

C'est ainsi qu'agit l'acide sulfurique dans la teinture de la laine et de la soie. M. Sisley (7) a montré par des expériences élégantes que, contrairement à l'opinion admise, cet acide n'agit pas en saturant les bases des sels, qui constituent les matières colorantes sulfonées.

---

(1) ROSENSTIEHL, *Sur la nature de la force motrice qui produit les phénomènes d'endosmose* (*Comptes Rendus*, t. LXX, p. 617 ; 1870).

(2) GRAHAM, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XLV, p. 5.

(3) PERSON, *Ibid.*, t. XXVII, p. 250, et t. XXXIII, p. 437.

(4) *Comptes Rendus*, t. LXIV, p. 333.

(5) SAINTE-CLAIRE DEVILLE, *Leçons de chimie*, p. 70 ; 1864-1865.

(6) SCHULLER, *Annales de Poggendorf*, t. CXXXVI, p. 70 ; 1869.

(7) *Revue gén. des Mat. col.*, t. XII, p. 225 ; janvier 1909.

Son action est purement physique : il diminue la solubilité des substances qu'il s'agit de fixer.

L'exemple le plus démonstratif de l'action physique des sels dans la teinture est fourni par le *Rouge Saint-Denis*, découvert en 1887 par M. Noelting et moi.

Ce colorant azoïque, malgré ses brillantes qualités, eut été sans emploi si les idées directrices qui viennent d'être exposées n'avaient pas indiqué la voie qui devait conduire aux applications. En effet le *rouge Saint-Denis* ne teint le coton non mordoré, ni en bain neutre ni en bain acide. Il ne le teint qu'en milieu alcalin concentré et chaud, et en présence d'un grand excès de colorant, moyen trop coûteux. En ajoutant au bain de teinture étendu une quantité de chlorure de sodium suffisante pour précipiter le colorant à froid, mais non pour le précipiter à chaud, on a obtenu la teinture avec des quantités normales de colorant (1).

Dans ces conditions, la solution étendue et salée teint aussi bien que la solution concentrée et alcaline, et le bain s'épuise à peu près.

L'addition de chlorure de sodium, à la solution étendue, lui a conféré les propriétés de la solution concentrée.

Cette concentration est l'effet de la pression osmotique. Celle-ci a amené le contact entre le colorant et la fibre, et l'adhérence a pu se produire. Le temps nécessaire à l'épuisement du bain est celui exigé par la mise en contact successive de la fibre et de toutes les molécules colorantes dissoutes.

Un autre exemple de l'intervention de la pression osmotique est offert par la teinture dite : « sèche », parce qu'elle ne s'exécute pas dans un bain d'eau, mais dans un bain de benzine (2). Dans ce procédé le colorant est dissous dans une solution alcoolique de savon hydraté.

Cette solution employée seule ne teint pas. Mais l'addition de benzine, dans laquelle le colorant est insoluble, provoque la séparation lente de ce dernier.

Celui-ci, à mesure qu'il se solidifie, se fixe sur la fibre et s'y soude; ces colorations sont solides à l'eau, au frottement, à la benzine. Ce sont de bonnes teintures.

*En résumé*, la force qui unit la matière colorante à la fibre textile

(1) A. ROSENSTIEHL, *Comptes Rendus*, t. CXLIX, p. 396.
(2) FARREL et MAY, *Revue gén. des Mat. col.*, n° 139, p. 209; 1er juillet 1908.

ou plus généralement à son substratum, est une forme physique, la *cohésion.*

On peut se figurer le corps coloré comme revêtu d'une gaine de colorant, gaine qui l'enveloppe en entrant dans tous les replis de la matière.

L'*affinité* est utilisée pour réaliser cette condition essentielle : que le colorant au plus grand état de division, c'est-à-dire à l'état de dissolution, soit mis en contact avec la fibre, et que dans cet instant précis il prenne l'état solide. Si *dissolution* est synonyme de *vaporisation*, *teinture* est l'équivalent de *condensation.*

L'affinité et la cohésion ont pour commun caractère d'agir au contact immédiat.

Dans la teinture, l'idée d'attraction à distance, si petite soit-elle doit être abandonnée. La fixation n'a lieu que par contact, et l'agitation du bain, ou du corps à teindre, n'a d'autre but que de favoriser et de multiplier les contacts.

*Affinité* et *cohésion* diffèrent en ce que la première est soumise à la loi des proportions définies, tandis que la cohésion est plus libre dans ses allures. Il ne se forme aucune substance nouvelle entre deux corps unis par la cohésion, et chacun conserve ses propriétés chimiques et physiques sans altération.

Mais il est des cas où la loi des proportions définies intervient, et qui cependant présentent les caractères de la teinture, c'est-à-dire que les deux corps unis ont conservé chacun ses propriétés caractéristiques.

Ces cas, étant spécialement du domaine de la chimie, ne sont pas compris dans le cadre de cette note. Ils ne sont mentionnés ici que pour indiquer que, dans les phénomènes de la teinture, les domaines de la cohésion et de l'affinité se touchent, et qu'il n'existe entre eux aucune limite nette. Il n'en est pas moins vrai que la cohésion et l'affinité sont des cas particuliers de l'attraction universelle, et que l'ensemble des procédés employés par les arts pour revêtir les corps d'une couleur qui nous plaise et qui leur convienne, doit être une application d'un théorème fondamental de la plus grande généralité : *La matière attire la matière.*

---

## ERRATA

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Lire | | | | |
| Page | 7, | ligne 18, | $\frac{EU^2}{U-v} - EU$ | au lieu de $\frac{EU^2}{U-v} - EU^2$; |
| — | 10, | — 11, | fil de quartz | — fil de quatre; |
| — | 134, | — 25, | (*b*) | au lieu de (*a*); |
| — | 134, | — 29, | (*a*) | — (*b*); |
| — | 135, | — 17, | égaux de couleurs *a* de troisième vert et *c* troisième **bleu**. | |

# BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

46204. PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS.
55, quai des Grands-Augustins.

# BULLETIN DES SÉANCES

DE LA

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

RECONNUE COMME ÉTABLISSEMENT D'UTILITÉ PUBLIQUE

PAR DÉCRET DU 15 JANVIER 1881.

---

## RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS

**faites pendant l'année 1910**

**et contenant les séances des 6 et 0 janvier 1911.**

(*Assemblée générale extraordinaire.*)

PARIS,

AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ,

44, RUE DE RENNES,

1910

# RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS

FAITES PENDANT L'ANNÉE 1910.

## SÉANCE DU 3 JANVIER 1910.

PRÉSIDENCE DE M. BRILLOUIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 17 décembre 1909 est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 21 janvier 1910.

MM. BIQUARD (Robert), Chef de la Section de Physique au Laboratoire d'essais du Conservatoire des Arts et Métiers; présenté par MM. Féry et de Gramont.
BOILLAT-JAPY (Édouard), Métallurgiste à Recanvilier (Jura bernois, Suisse); présenté par MM. d'Arsonval et Bouchard.
CONSIGLIO (Giuseppe), Dottore in fisica, Professore ordinario nel R. Liceo, Maglie (Italie); présenté par MM. Brillouin et Henri Abraham.
DELFINO (Dr Victor), Directeur de la *Revista popular de enfermedades y remedios* et de l'*Anuario cientifico é industrial* à Buenos-Ayres (République Argentine); présenté par MM. Brillouin et Sagnac.
MORITZ (Frédéric), ex-Ingénieur de la Marine, Directeur de l'Usine d'Ourscamp (Oise); présenté par MM. Berson et Delvalez.

M. le PRÉSIDENT informe la Société que le 48e Congrès des Sociétés savantes s'ouvrira à la Sorbonne le mardi 29 mars prochain à 2h précises. Ses travaux se poursuivront durant les journées des mercredi 30, jeudi 31 et vendredi 1er avril. La séance de clôture, qui aura lieu le samedi 2 avril, sera présidée par M. le Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts.

M. J. GUÉRIN-GANIVET, attaché au Laboratoire maritime de Concarneau, fait don à la Société de 25 brochures relatives à la Physique dont la liste sera insérée à la suite des Ouvrages reçus.

M. le PRÉSIDENT annonce la perte douloureuse que la Société vient de faire en la personne de M. Henri PELLAT, Professeur à la Faculté des Sciences.

*Discours prononcé aux obsèques de M.* Henri Pellat *par le Président de la Société française de Physique.*

Mesdames, Messieurs,

C'est au nom de la Société française de Physique que j'adresse un dernier adieu à notre regretté confrère Henri Pellat.

Doué d'une rare habileté expérimentale et d'un remarquable talent d'exposition, Pellat a été dès le début de sa carrière l'un des conférenciers les plus goûtés de notre Société. De son passage dans l'enseignement secondaire, il avait gardé le goût du langage précis, des explications claires et condensées, des expériences démonstratives et montées avec élégance; toutes qualités qui rendaient ses communications singulièrement attrayantes et instructives.

Du physicien, il avait toutes les parties : la longue patience et la ténacité qui donnent le courage d'entreprendre les mesures les plus délicates et les plus précises et en assurent le succès, le goût des belles expériences, la curiosité, la finesse d'interprétation.

La vivacité incisive de sa parole, alliée à un caractère foncièrement bienveillant, donnait à H. Pellat une grande autorité dans toutes les réunions scientifiques. Aussi la Société de Physique fit-elle appel dès 1891 à son activité et à son dévouement, en le priant d'accepter les fonctions délicates et essentielles de Secrétaire général. C'est à lui que pendant 8 ans furent confiées les destinées de notre Société; ayant considérablement développé sa prospérité, il résigna ses fonctions de Secrétaire général à l'approche de l'Exposition de 1900, qui lui réservait une autre tâche, non moins importante, celle de Rapporteur du Jury des instruments de précision. La Société de Physique, reconnaissante, le choisissait comme vice-président en 1900, et président en 1901. Depuis lors, membre toujours actif et très écouté de notre Conseil, H. Pellat n'a pas cessé d'exercer chez nous l'influence due à sa connaissance de nos affaires, à son expérience, à sa longue et constante fidélité à nos réunions.

Le Conseil et tous les membres de la Société de Physique, qui appréciaient hautement la droiture et le dévouement actif de H. Pellat, profondément émus par sa disparition subite, s'associent du fond du cœur, Madame, à votre douleur et à celle de vos enfants.

*Sur la phosphorescence à basse température*, par J. de Kowalski. — Depuis les travaux de Becquerel et d'autres, l'étude de la phosphorescence à basse température est devenue un champ d'expériences très fécond. Les faits intéressants que cette étude promet de nous livrer ont décidé M. de Kowalski à travailler dans ce sens; et, depuis deux ans environ, grâce au fonds Elisabeth Thompson, il étudie à Fribourg, avec la collaboration de quelques élèves, les phénomènes de phosphorescence à basse température sous différentes conditions.

Voici en résumé quelques résultats de ses recherches :

I. L'auteur a examiné, à la température de l'air liquide, un nombre considérable de substances organiques en solution dans différents solvants.

*a.* Il se dégage de cette étude que l'intensité de la phosphorescence observée immédiatement après l'éclairement est liée étroitement à la constitution moléculaire du corps.

*b.* Pour les solvants de caractère chimique semblable, on remarque dans

le spectre de phosphorescence un fait analogue à celui qui se produit, selon la règle de Kundt, dans l'absorption. Le spectre de phosphorescence est déplacé vers le rouge lorsqu'on a affaire à un solvant possédant un grand pouvoir de dispersion.

*c.* Les substances aromatiques donnent, en solution alcoolique, un spectre de phosphorescence à bandes sur fond continu.

*d.* L'intensité du spectre continu décroît avec le temps plus vite que celle du spectre de bandes; les longueurs d'onde plus faibles disparaissent moins vite que les plus grandes.

*e.* Le spectre de bandes d'un grand nombre de substances se réduit à un spectre présentant des groupes de lignes étroits et réguliers.

*f.* En comparant les spectres de fluorescence obtenus à la température ordinaire par Stark, Ley, Engelhardt et d'autres pour les mêmes corps, avec les spectres de phosphorescence étudiés à la température de l'air liquide, on remarque pour ces derniers un déplacement considérable vers le rouge.

*g.* En comparant au contraire nos spectres avec les spectres de cathodo-fluorescence de Goldstein, on observe dans nos spectres un déplacement vers le violet.

*h.* Il existe, pour les corps de la série benzénique, un rapport simple entre les bandes caractéristiques d'absorption dans l'ultra-violet et les bandes de phosphorescence; *la différence des nombres de vibrations est constante pour un même corps.*

L'examen de la phosphorescence à la température de l'air liquide est un moyen excellent pour vérifier la pureté d'un corps organique.

II. L'auteur communique certaines divergences de la loi de Stokes qu'il a observées à différentes températures. La théorie corpusculaire de la lumière fournit pour K la constante universelle de Boltzmann

$$K = 7{,}5 . 10^{-17}.$$

Cette constante, calculée par Einstein, d'après la théorie cinétique des gaz, est

$$K = 6{,}5 . 10^{-17}.$$

La coïncidence remarquable de ces résultats, établis de façon si différente, est favorable à la théorie corpusculaire de la lumière.

*Sur les décharges électriques dans les champs magnétiques intenses*, par M. Gouy, présenté par M. P. Villard. — On sait que la décharge dans les gaz raréfiés est profondément modifiée par le champ magnétique. La cathode devient la source de rayons magnéto-cathodiques qui dessinent les lignes de force (Plücker, Birkeland, Broca, Villard), et dont la nature n'est pas encore connue d'une manière certaine. L'auteur laisse de côté les phénomènes qui ont la cathode comme point de départ, pour ne s'occuper que de ceux, encore peu étudiés, qui se montrent au voisinage de l'anode te qui forment la couronne magnéto-anodique.

La couronne magnéto-anodique prend tout son développement quand la cathode cesse d'émettre ses rayons propres; cela s'obtient en donnant à la

cathode une très grande surface, qui produit une baisse de 90 pour 100 sur le voltage du tube.

La couronne entoure l'anode d'un anneau lumineux, plus ou moins bien défini, dont le milieu est obscur; elle prend souvent des dimensions considérables.

Tout obstacle qui rencontre la couronne y produit une sorte d'ondulation ou de zigzag, qui est la particularité la plus intéressante de ces expériences. C'est une sinusoïde ou une ligne brisée, *tracée sur un tube de force magnétique*. L'amplitude du zigzag varie de $1^{mm}$ à plusieurs centimètres; le pas semble être inversement proportionnel au champ; il est compris entre $0^{mm},5$ et $8^{mm}$. La direction du champ est bissectrice de l'angle du zigzag.

Un observateur qui parcourrait la couronne en marchant en sens inverse du courant magnétisant rencontrerait l'obstacle *avant* les ondulations qu'il produit.

L'aspect du phénomène suggère l'idée que l'agent lumineux, existant dans la couronne, est dévié de sa position normale par l'obstacle, et y revient en exécutant des oscillations amorties, parallèlement au champ magnétique, pendant qu'une sorte de *dérive* l'entraîne dans un sens perpendiculaire. On peut faire l'hypothèse que cet agent n'est autre que celui du rayon magnéto-cathodique, qui oscillerait ainsi suivant la ligne de force magnétique, de part et d'autre d'une position d'équilibre. Quant à la dérive, elle résulterait de l'action transversale du champ électrique sur le rayon magnéto-cathodique, découverte par M. Villard.

*La loi du rayonnement des lampes à incandescence*, par MM. Ch. Féry et Chéneveau. — Par l'application des lois connues du rayonnement et en faisant quelques hypothèses supplémentaires, MM. C. Féry et Chéneveau sont arrivés à formuler la loi qui lie l'intensité lumineuse obtenue aux watts dépensés dans le filament.

Les hypothèses faites par ces auteurs sont les suivantes :

1° Dans les lampes à incandescence la presque totalité de l'énergie est dissipée par rayonnement, et l'on peut négliger les pertes par les attaches du filament et celles dues à la convection de l'ampoule.

La conséquence est que le filament de charbon doit suivre la loi de Stefan

$$(1) \qquad W = a\,\theta^4,$$

en faisant l'hypothèse nouvelle que le charbon ne s'éloigne pas sensiblement du corps noir, ou tout au moins se comporte comme un *corps gris*.

2° Ils ont admis aussi que dans les limites étudiées, $w$ variant dans le rapport de 1 à 3, le déplacement de la longueur d'onde du maximum de l'énergie dans le spectre est assez faible pour pouvoir être négligé.

Si cette supposition est exacte, la loi du rayonnement monochromatique

$$(2) \qquad I_\lambda = A\,e^{-\frac{B}{\theta}}$$

pourra être appliquée en faisant $\lambda = 0^{\mu},54$ (longueur d'onde de Langley).

Les formules (1) et (2) ont été vérifiées expérimentalement, la première au moyen d'un pyromètre optique à absorption, et la seconde par des

mesures photométriques ordinaires ou par l'emploi du photomètre à lecture directe de C. Féry.

Pour étendre ces hypothèses aux lampes à filament métallique et en particulier à la lampe Z, étudiée par les auteurs, ces derniers ont admis que la loi du rayonnement total du tungstène se faisait suivant une loi de la forme

$$W = a\theta^x,$$

la valeur $x$ étant très voisine de celle du platine.

En déterminant par l'expérience $x$ pour le platine, ils sont arrivés à l valeur numérique 4,6.

Ils ont au cours de ce travail remarqué que le point de fusion du platine oscille entre 1710° et 1750°, suivant qu'il est fondu en atmosphère oxydante ou réductrice. Cette propriété est d'ailleurs connue pour d'autres métaux.

En appliquant à la loi du rayonnement (2) la valeur déduite pour la température de la formule

$$W = a\theta^{4,6}, \ldots$$

le calcul et l'expérience se trouvent d'accord, comme le montrent les Tableaux donnant en fonction des watts $I_\lambda$ calculé ou mesuré photométriquement; l'erreur maxima ne dépasse pas 3 pour 100.

La conclusion principale de ce travail est que la faible élévation de température présentée (100°) par le filament métallique au régime normal suffirait à expliquer le bon rendement des lampes nouvelles, étant donnée la loi extrêmement rapide de $I_\lambda$ en fonction de la température

---

## RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

### SUR L'EXERCICE 1908-1909.

Messieurs,

Le compte de l'Exercice clos le 31 octobre dernier comprend les articles suivants :

*Recettes.*

| | | |
|---|---|---|
| En caisse au 1er novembre 1908 | | 19626,97 fr |
| Cotisations arriérées | 930 fr | 12110 |
| » de 1909 | 11180 | |
| Entrées | | 100 |
| Souscriptions perpétuelles | | 2700 |
| Intérêt du capital | | 7630 |
| Vente des publications de la Société | | 276,90 |
| Subvention ministérielle | | 240 |
| Vente provenant de la collection de Romilly | | 1000 |
| Location du courant continu à la Société d'ophtalmologie | | 20 |
| TOTAL DES RECETTES | | 43703,87 |

*Dépenses.*

| | |
|---|---|
| | fr |
| Loyer du siège social | 600 |
| Traitement de l'agent | 2400 |
| Abonnements et reliures | 344,50 |
| Indemnité pour le service de la Bibliothèque | 300 |
| Bibliothèque circulante | 531,10 |
| Frais de bureau | 67,85 |
| Affranchissements, correspondance, travaux courants et imprimés divers | 1001,90 |
| Étrennes et gratifications | 319 |
| Distribution du *Bulletin* et des *Ordres du jour* | 3271,60 |
| Recouvrement des cotisations | 384,55 |
| Séance de Pâques et Conférences | 2365,35 |
| Commission électrotechnique internationale | 200 |
| Gravure du *Bulletin* | 106,10 |
| Impressions Deslis | 3506,05 |
| » Gauthier-Villars | 8004,85 |
| Indemnité d'électricité | 97,05 |
| Frais des Volumes des Constantes | 67,20 |
| Frais d'expériences | 194,15 |
| Moteur et installation (Société Gramme) | 2485,90 |
| Allocation de la Société à M. Delvalez (pour recherches et travaux) | 500 |
| Entretien de la sépulture Fresnel | 15 |
| Divers | 12,25 |
| TOTAL DES DÉPENSES | 26774,40 |
| D'où il résulte un excédent de recettes, en caisse au 1er novembre 1909, de | 16929,47 |

## Situation.

La situation de la Société au 1er novembre 1909 se résume ainsi :

*Actif.*

| | |
|---|---|
| 516 obligations Nord, Est, Paris-Lyon-Méditerranée, Midi, Orléans et Ouest achetées 229678fr,20 et valant au 31 octobre 1909 | fr 230763 |
| En caisse au 1er novembre 1909 | 16929,47 |
| TOTAL DE L'ACTIF EN TITRES ET NUMÉRAIRE | 247692,47 |

*Passif.*

Néant.

*Seconde partie de l'Actif.*

Indépendamment des titres déposés en banque et qui constituent son avoir en partie immédiatement réalisable, la Société possède, en dépôt

chez M. Gauthier-Villars, un grand nombre de Volumes qui augmentent sensiblement son avoir. En voici le relevé :

| | | |
|---|---|---|
| Coulomb........ | 441 | 2880 Volumes. |
| Ampère I........ | 498 | |
| » II....... | 618 | |
| Pendule I........ | 626 | |
| » II....... | 697 | |
| Constantes I...... | 667 | 2269 Volumes. |
| » II..... | 750 | |
| » III.... | 852 | |

Soit 5149 Volumes.......................... portés pour mémoire.
Cotisations à recouvrer, évaluées à.......................... 950fr.

*Statistique.*

| | | | |
|---|---|---|---|
| Au 1er novembre 1908.............................. | | | 1470 Membres. |
| Reçus en 1908-1909.............................. | | | 88 |
| TOTAL.................... | | | 1558 |
| A déduire : | | | |
| Décédés........................ | 16 | ............. | 33 |
| Démissionnaires ou rayés......... | 17 | | |
| Membres au 1er novembre 1909...................... | | | 1525 |

savoir :

513 à Paris,
526 en province,
486 à l'étranger,

1525

Les Membres à vie sont au nombre de 473, savoir :

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 333 | (dont 76 décédés) | ayant versé | 200fr.......... | 66600fr |
| 17 | (dont 1 décédé) | » | 150.......... | 2550 |
| 31 | (dont 1 décédé) | » | 100.......... | 3100 |
| 92 | | » | 50.......... | 4600 |
| 473 | | | | 76850 |

La Commission a constaté le soin et le dévouement que M. le Trésorier a apportés dans l'accomplissement de ses délicates fonctions; elle vous propose, Messieurs, d'adresser à M. Ph. Pellin des remercîments et d'approuver les comptes ci-dessus exposés.

Paris, le 12 janvier 1910.

Les Membres de la Commission,
J. GAY, VIEILLE.

FAIVRE-DUPAIGRE,
Rapporteur.

## SÉANCE DU 21 JANVIER 1910.

PRÉSIDENCE DE M. BRILLOUIN ET DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 7 janvier est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 18 février 1910 :

MM. FORTRAT (René), Professeur au Lycée de Charleville ; présenté par MM. Brillouin et Henri Abraham.
SOURY, Professeur au Lycée de Carcassonne ; présenté par MM. Brillouin et Henri Abraham.

M. le PRÉSIDENT donne lecture de la lettre suivante, qui lui a été adressée par le Vice-Président de la Société internationale des Électriciens :

MONSIEUR LE PRÉSIDENT,

J'ai l'honneur de vous informer que, dans sa séance du 15 décembre dernier, le Comité de la Société internationale des Électriciens a institué une Commission permanente des Unités électriques.
Cette Commission, qui n'a aucun caractère officiel, a pour but :

1° De provoquer des études nouvelles sur les unités électriques;
2° De centraliser et de coordonner le résultat de ces études;
3° De discuter les propositions qui pourraient lui être soumises en vue des ententes internationales, et d'émettre des vœux et des avis à ce sujet;
4° Et en général d'étudier tout ce qui a rapport aux unités électriques.

Le Comité vous prie de faire partie de cette Commission.
J'espère que vous voudrez bien nous prêter votre concours en cette circonstance et je vous prie d'agréer ....

*Le Vice-Président,*
LARNAUDE.

M. le PRÉSIDENT déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Vice-Secrétaire et pour le renouvellement partiel du Conseil.

M. le PRÉSIDENT proclame le résultat du vote. Sont élus :

*Bureau :*

*Vice-Président :* M. L. POINCARÉ.
*Vice-Secrétaire :* M. J. BECQUEREL.

Sont élus Membres du Conseil pour une période de trois années (1910-1912) :

*Membres résidants :*

MM. BÉCLÈRE.
BLOCH (Eug.).
GAUMONT.
HADAMARD.

*Membres non résidants :*

MM. Bénard (Lyon),
Guye (Ch.-Eug.) (Genève).
Lenard (Kiel).
Swyngedauw (Lille).

M. le Président rappelle que le Rapport de la Commission des comptes sur l'exercice 1908-1909 a été adressé à tous les Membres de la Société; il demande s'il y a quelques objections à faire à ce Rapport. Aucune observation n'étant présentée, le Rapport de la Commission des comptes est mis aux voix et adopté.

M. Brillouin, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Messieurs et chers Collègues,

En prenant la parole aujourd'hui pour la dernière fois comme président, je tiens à vous remercier de nouveau de l'honneur que vous m'avez fait.

Le talent des conférenciers, la curiosité des auditeurs, leur patience et leur indulgence quand l'exposé est un peu long rendent la tâche du président facile.

Sous l'habile direction de notre Secrétaire général, la prospérité de la Société ne cesse de croître; elle comptait 1470 membres au 1er novembre 1908; au 1er novembre 1909, nous étions 1525, malgré 17 démissions et un trop grand nombre, hélas, de décès. Notre Société, qui a près de 40 ans d'existence, voit avec regret disparaître chaque année quelques-uns des ouvriers de la première heure. Nous avons ainsi perdu des ingénieurs, M. Champigny, M. Lacour, M. d'Henry, le commandant Gibert; des constructeurs, M. Golaz, le si utile auxiliaire de Regnault; le savant et ingénieux opticien Laurent; l'habile artiste P. Gautier, membre du Bureau des Longitudes, et surtout de nombreux professeurs, MM. Voigt et Grivaux, du Lycée de Lyon; M. Beaudroux, Mlle Demand, M. Peyrusson, M. Drincourt, M. Duplaa, M. Gossart; à l'étranger, M. James Moser, privat docent à Vienne; M. Negreanu, de Bucarest; M. Pernter, de Vienne; M. Rousseau, de Bruxelles. La liste était déjà longue à la fin de décembre, lorsque nous avons été frappés le plus cruellement par la mort si rapide de M. Pellat, ancien secrétaire général. M. Pellat était resté un des membres les plus dévoués de notre Société. Personne au Conseil ou à la Commission des Constantes n'oubliera la part active et directrice qu'il prenait à toutes les résolutions.

Est-il bien utile de vous rappeler les communications entendues au cours de cette année? Il me semble que votre assiduité persistante à nos séances m'en dispense. Toutes les branches de la Physique et de la Physique du globe ont été représentées à nos ordres du jour, soit par des Communications originales accompagnées d'expériences, soit par des conférences des spécialistes les plus compétents.

Dans l'organisation des réunions, le Secrétaire général s'est efforcé de deviner toutes vos curiosités et de les satisfaire d'avance. Vous-mêmes, Messieurs, qui venez ici écouter, et pour qui la Société est faite autant que pour ceux qui parlent, peut-être pourriez-vous quelquefois indiquer à M. Abraham sur quels sujets (non étudiés cette année même dans nos laboratoires français) il vous serait agréable d'avoir une vue d'ensemble. Il ne serait pas toujours possible de satisfaire à tous vos désirs, mais vous éviteriez à l'organisateur des séances un travail difficile de lecture dans la pensée.

De toutes nos séances je n'en retiendrai qu'une, pour adresser de nouveau les remercîments de la Société aux deux éminents et savants conférenciers étrangers, M. Lehman et M. Hale, qui ont donné à notre réunion de Pâques un éclat vraiment exceptionnel, sans oublier nos deux collègues, M. Janet et M. Perrin, ainsi que les innombrables exposants, tant constructeurs que physiciens.

La situation financière de la Société continue à être prospère, comme vous avez pu en juger par le rapport de la Commission des comptes. C'est avec plaisir que nous adressons nos remercîments aux commissaires, et à notre dévoué trésorier, M. Pellin.

La préparation du Volume des Constantes se poursuit activement sous l'impulsion de M. Sacerdote, et l'impression sera certainement terminée au cours de cette année. C'est une œuvre collective, dont tous les collaborateurs ont droit à nos remercîments, tant pour leur travail considérable que pour la complaisance avec laquelle ils font, d'accord avec M. Sacerdote, toutes les retouches nécessaires pour aboutir à une œuvre homogène bien équilibrée et facile à consulter.

De l'activité de notre agent, M. Sandoz, l'éloge n'est plus à faire. Et quant à notre secrétaire général, M. Abraham, mon amitié pour lui ne m'empêchera pas de dire ce que j'en pense. Il faut avoir été président pour savoir tout ce qu'exige de tact, d'habileté et de fermeté la direction d'une Société.... qui marche toute seule, comme la nôtre.

Arrivé au terme de mon mandat qui, en m'obligeant à l'assiduité, m'a fait mieux jouir de la vie de notre Société, je cède la présidence à l'éminent ingénieur des Constructions navales que vous avez élu l'an dernier, M. Bertin, et je redeviens avec plaisir auditeur fidèle.

*Recherches sur les températures effectives des étoiles.* — M. Nordmann expose quelques-uns des résultats des recherches qu'il poursuit depuis 4 ans sur les *températures effectives des étoiles*. Les plus intéressantes parmi les hypothèses faites jusqu'ici à ce sujet sont celles de Sir Norman Lockyer qui, par la considération de la simplicité plus ou moins grande des divers spectres stellaires et par l'intensité avec laquelle s'y manifestent les *enhanced lines* (dont il a au moyen de sources terrestres constaté l'apparition progressive à mesure que la température s'élève), a cru pouvoir ranger les diverses classes d'étoiles suivant une échelle croissante de températures. Les hypothèses de Lockyer, dont il a notamment conclu à l'existence d'une transmutation des éléments sous l'action de la chaleur, n'ont pas toutes été acceptées sans objections, et il était nécessaire d'aborder si possible par des méthodes directes la mesure des températures stellaires.

C'est ce que s'est proposé M. Nordmann par l'application des nouvelles lois du rayonnement aux données fournies par son photomètre stellaire hétérochrome, qui permet de comparer les intensités relatives des étoiles dans certaines régions spectrales bien définies, entre elles et avec celles de sources terrestres connues.

Les résultats ainsi obtenus permettent, indépendamment de toute loi numérique, de classer les étoiles étudiées par ordre de températures croissantes, et ces étoiles se sont, à très peu d'exceptions près, trouvées dans l'ordre prévu par Sir Norman Lockyer, ce qui paraît constituer une confirmation des hypothèses qu'il avait faites. En outre, en appliquant la loi de Planck et une certaine méthode d'approximations successives que l'auteur expose, on obtient des valeurs numériques qui sont comprises entre 2870° absolus pour ρ Persée et 40000° pour λ Taureau.

Pour le Soleil on a obtenu 5320° par ce procédé, qui constitue en somme une méthode de pyrométrie optique différentielle : ce nombre est du même

ordre que ceux qu'ont fournis récemment les méthodes actinométriques et pyrhéliométriques.

L'auteur discute ensuite quelques-uns des résultats obtenus et attire notamment l'attention sur les points suivants :

1° On connaît le rapport des éclats intrinsèques de l'une des étoiles étudiées (Algol) et du Soleil. Or, en appliquant à cette étoile la loi (démontrée depuis plusieurs années sur les sources terrestres et que l'auteur a aussi vérifiée en ce qui concerne les étoiles) d'après laquelle le rayonnement visible total d'une source varie en fonction de la température comme l'intensité de la radiation $0^{\mu},54$, on trouve pour Algol une température effective de 13800°, c'est-à-dire presque identiquement la même qui a été trouvée indépendamment au moyen du photomètre stellaire hétérochrome.

2° En réalité, les étoiles ne peuvent pas être assimilées rigoureusement à des corps noirs, car leurs photosphères sont entourées d'atmosphères absorbantes dont l'effet sur leur température effective n'est pas le même suivant qu'on mesure cette température effective par l'étude qualitative ou quantitative du rayonnement de l'étoile. L'auteur expose notamment dans le cas du Soleil la signification numérique de ces faits.

3° Enfin l'auteur montre comment le nombre trouvé pour $\gamma$ Cygne (5620° absolus) fournit la première donnée connue sur la température de l'étincelle fortement condensée, et il expose quelques faits nouveaux relatifs à l'étoile variable $\delta$ Céphée, pour laquelle il a trouvé des températures effectives notablement différentes au moment du minimum et à celui du maximum de son éclat.

*L'électrodiapason : contact et amplitude dans l'entretien direct.* — M. A. Guillet rappelle que l'entretien électrique des vibrations du diapason comporte l'emploi d'un contact dont l'un des pôles $a$ est fixe et dont l'autre pôle $b$ participe en tout ou partie, selon la nature de la liaison, au mouvement du diapason. Le contact fut d'abord commandé par un interrupteur auxiliaire (Lissajous, Helmholtz); l'entretien était alors obtenu par *synchronisation*. Plus tard on fit de l'*auto-entretien* en adaptant le contact au diapason lui-même.

Pour suivre le jeu du contact, et déterminer les conditions auxquelles doit satisfaire sa construction, M. Guillet raisonne sur le mobile classique M qui parcourt d'un mouvement uniforme, pendant la durée T de la vibration du diapason, une circonférence ayant pour centre la position d'équilibre du pôle mobile et pour rayon l'amplitude de la vibration de ce pôle. Si $M_0$ est la position de M qui correspond à la fermeture du circuit, l'ouverture du circuit correspondra au passage de M par la position $M_1$ symétrique de $M_0$ par rapport au diamètre trajectoire de $b$ et la durée $t$ de la fermeture sera

$$t = 2\beta \frac{T}{2\pi},$$

en désignant par $2\beta$ l'angle $\widehat{M_0OM_1}$.

Un milliampère inséré dans le circuit indique par conséquent un courant apparent $i = Nq$, N étant la fréquence du diapason et $q$ la quantité d'électricité admise dans le circuit à la fois pendant que celui-ci est fermé et au moment où il s'ouvre. M. Guillet projette des courbes obtenues en portant en abscisses les valeurs du courant apparent $i$ et en ordonnées les amplitudes $\delta$ des vibrations du spot formé, sur une échelle transparente, par un miroir sphérique de $3^{m}$ de rayon, fixé sur l'extrémité de l'une des branches du diapason.

Pour un circuit d'entretien et une force électromotrice donnés on fait

varier $\beta$, et par suite $i$, en modifiant la distance qui sépare, à l'équilibre, les deux pôles du contact; dans le cas d'un contact à mercure, on élèvera donc progressivement le niveau du liquide.

Les courbes montrent que la déviation $\delta$ augmente d'abord très rapidement (quelques millimètres par centiampère) lorsque $\beta$ croît à partir de zéro, passe par un maximum $\Delta$ pour une valeur $i_0$ voisine de $\frac{I}{2}$ (I étant le courant au repos, le contact étant fermé), puis diminue; le fonctionnement n'est plus alors stable et bientôt le diapason se décroche.

Toute modification qui laisse I constant (variation du bras d'action $l$ de l'électro, substitution d'un diapason à un autre, etc.) entraîne une variation de $\Delta$, mais les sommets de toutes les courbes $(i, \delta)$ seront sur la droite $i = i_0$. La courbe $\Delta = f(l)$ relative à la variation de $l$ ne s'écarte pas beaucoup d'une ligne droite. Même pour des diapasons identiques au double point de vue acoustique et géométrique, mais formés de matières différentes (acier doux et fer forgé par exemple) les valeurs $\delta_1$ et $\delta_2$ relatives à une même valeur de $i$ sont très différentes; toutefois le rapport $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ varie assez peu avec $i$. Ces variations de $\delta$ ont pour principale cause les différences des valeurs des coefficients d'amortissement

$$\lambda = \frac{1}{t} L \frac{a}{a'}$$

de ces diapasons.

Aux diverses valeurs de I correspondent des courbes $(i, \delta)$ décalées les unes par rapport aux autres puisque les valeurs de $i_0$ sont différentes. Les points correspondants du réseau (points relatifs à une même valeur de la phase $\beta$) sont sur une courbe légèrement concave vers l'axe des $\delta$ : le lieu des points $(i_0, \Delta)$ en montre la forme. La force électromotrice E variant de 2 à 40 volts, et le courant I étant ramené à une même valeur, l'amplitude maximum $\Delta$ croît d'abord un peu jusque vers 5 volts, puis reste constante.

L'électro d'entretien doit-il porter peu ou beaucoup de spires? L'expérience montre que, si l'on emploie un électro portant deux enroulements (par exemple 385 et 425 spires), on obtient, en les groupant en série, une déviation $\Delta$ égale à la *somme* des déviations $\Delta_1$ et $\Delta_2$ relatives à chacun des enroulements, les électros étant, dans les trois cas, excités par un *même* courant. Dans toutes les expériences qui précèdent, le courant I n'a jamais atteint 2 ampères.

En communiquant au diapason une aimantation initiale d'intensité variable et de sens convenable, la déviation $\Delta$ va d'abord en augmentant, passe par un maximum, puis diminue.

M. Guillet insiste sur la nécessité d'employer des contacts géométriquement définis, aussi indéformables que possible pendant la marche. Puis il projette divers contacts : 1° contact à fil tendu; 2° contact à lame; 3° contact pneumatique dans lequel le courant est établi et supprimé par le jeu d'une membrane armée fermant un tube de très petites dimensions dans lequel oscille un piston solidaire du diapason.

M. Guillet, bien que laissant systématiquement de côté tout ce qui concerne la théorie de l'entretien direct, décrit un contact unilatéral, fermant le circuit seulement pendant que les branches du diapason se rendent vers l'électro, et répondant, par suite, aux vues exprimées par M. Lippmann dans une Communication faite, en 1885, à la Société française de Physique.

*Conséquence de la théorie d'Young. Le blanc binaire, le blanc ternaire, le cercle chromatique,* par M. A. Rosenstiehl. — Il y a 30 ans

que M. A. Rosenstiehl a fait observer qu'il existe un nombre indéterminé de lumières blanches, qui physiquement sont différentes, tandis que la sensation du blanc est la même pour toutes. Le but de sa Communication actuelle est de démontrer que, si d'après Young la sensation du blanc est ternaire, il suffit d'admettre que le blanc résulte de l'excitation égale des trois sensations primaires, pour que le blanc devienne unité de mesure pour un éclairage donné.

L'expérience et une construction géométrique correspondante montrent que, quand on mêle deux couleurs, une partie de la coloration disparaît et est remplacée par la sensation du blanc. Il y a formation de blanc binaire. Il faut donc distinguer pour chaque couleur binaire deux espèces d'intensités : celle de la coloration et celle de l'intensité lumineuse totale; dès lors chaque couleur est représentée par deux points. Le lieu des intensités de coloration se trouve sur le périmètre d'un triangle et celui des intensités lumineuses sur le cercle circonscrit.

Si l'on fait intervenir la troisième sensation primaire, les couleurs obtenues ne peuvent plus s'inscrire dans un plan. La construction devient une figure dans l'espace. Celle-ci est une pyramide triangulaire enveloppée d'un cône, dont le sommet représente le blanc; un cas particulier est représenté par les couleurs de *même intensité de coloration* et d'intensité lumineuse totale variable.

Ces couleurs se trouvent placées sur une perpendiculaire au plan et parallèle à l'axe de la figure; et pour l'ensemble des diverses couleurs d'un cercle chromatique le lieu des points est un cylindre inscrit, dont le diamètre caractérise les intensités et dont les génératrices représentent les intermédiaires entre la couleur la plus foncée et la couleur la plus claire. Ces couleurs sont intéressantes au point de vue des applications : ce sont les vrais camaïeux. En supposant réalisé le maximum de coloration théoriquement possible, l'intensité correspondante de chaque couleur primaire est le tiers du blanc.

Cette intensité décroît pour les couleurs binaires jusqu'au minimum de $\frac{1}{6}$. Toutes ces couleurs sont mélangées de blanc de manière à maintenir constante l'intensité lumineuse totale.

Si l'on veut réaliser l'égale intensité de coloration pour toutes les couleurs, il faut la ramener au $\frac{1}{6}$ et par conséquent diminuer de moitié celle des couleurs primaires. La figure devient alors un cercle.

Pratiquement, on ne peut actuellement réaliser cet idéal, faute de matières colorantes appropriées. M. Rosenstiehl présente un cercle chromatique tel qu'il résulte de la théorie d'Young et fait observer que l'intensité de coloration des couleurs de ce cercle est inconnue. Son intensité lumineuse totale est représentée par un secteur blanc de 50° en moyenne (théorie 120°). Ces 50° sont un maximum; ils renferment 3 espèces de blancs qui sont : la lumière blanche incidente diffusée, la sensation du blanc binaire et le blanc ternaire surajouté. L'ignorance dans laquelle nous sommes au sujet de la première donnée enlève pour l'instant à la construction dans l'espace tout l'intérêt pratique.

Mais cet intérêt subsiste relativement à la représentation dans un plan et aux intensités de coloration. Cette figure permet de résoudre une série de problèmes relatifs à la distance angulaire, à l'intensité relative des couleurs, à leur analyse et leur reproduction synthétique à l'aide des disques tournants. Quant à la table des couleurs, elle n'a pas besoin d'être exécutée pour servir à ces calculs.

Il suffit de posséder (comme Maxwell l'a déjà indiqué) cinq données : le blanc, le noir et trois couleurs équidistantes. Le noir et le blanc peuvent être reproduits partout et en tout temps, identiques à eux-mêmes. Il est plus difficile de se procurer trois types de couleurs invariables. Pour l'ins-

tant chacun est obligé de faire son choix. Pour donner une valeur comparative aux travaux des divers observateurs, il faudrait fixer ces types par convention. La nuance de ces couleurs pouvant servir comme primaires est connue avec une approximation suffisante, mais il faudrait une entente pour fixer leurs intensités.

Cette question serait aisément résolue si le besoin s'en faisait sentir sérieusement.

---

## SÉANCE DU 18 FÉVRIER 1910 (1).

PRÉSIDENCE DE M. BRILLOUIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 21 janvier est lu et adopté.

Les personnes présentées dans la séance du 21 janvier sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 4 mars 1910 :

Mlles DAJEAN (Suzanne), Agrégée de Mathématiques, Professeur de Sciences au Collège de jeunes filles de Châteauroux; présentée par MM. Lesage et Henri Abraham.

DUPESAN (Elise), au Collège de jeunes filles de Morlaix; présentée par Mlle Dupesan et Henri Abraham.

MM. BEGHIN (H.), Professeur d'Analyse et de Mathématiques à l'Ecole navale à Brest; présenté par MM. Haudié et Tissot.

BRUNET-MAUQUAT, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, Institut de Physique de Nancy; présenté par MM. Chaumat et Rothé.

CHAPEAU, Professeur au Lycée de Caen; présenté par MM. Guinchant et Sacerdote.

CHARLES (Lucien), Professeur au Lycée de Gap; présenté par MM. Brillouin et Henri Abraham.

CLECH (Paul), Professeur au Lycée de Châteauroux; présenté par MM. Lesage et Henri Abraham.

DUPESAN (Jules), à Morlaix; présenté par Mlle Dupesan et Henri Abraham.

FORT (L.), Professeur de Mathématiques à l'Ecole navale à Brest; présenté par MM. Haudié et Tissot.

JOUGUET, Ingénieur au Corps des Mines, Répétiteur à l'École Polytechnique à Paris; présenté par MM. Liénard et Henri Abraham.

NICHOLSON (Harry), Professeur à Londres; présenté par MM. Gheury et Henri Abraham.

VIGUÉ (Georges), Professeur au Lycée de Bar-le-Duc; présenté par MM. Bachelier et Henri Abraham.

M. L. POINCARÉ élu vice-président, M. J. BECQUEREL élu vice-secrétaire et MM. BECLÈRE, Eug. BLOCH, HADAMARD, BÉNARD, Ch.-Eug. GRYE, LENARD et SWYNGEDAUW élus membres du Conseil adressent leurs remercîments à la Société.

---

(1) *La séance du 4 février n'a pas eu lieu, en raison du manque de chauffage et d'électricité au Siège social.*

M. GAUMONT remercie la Société de l'honneur qu'elle lui a fait en le nommant membre du Conseil, mais il s'excuse, à son grand regret, de ne pouvoir accepter ces fonctions, étant très absorbé par les occupations nombreuses que lui crée son industrie.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL donne lecture d'une lettre du Secrétaire de l'Institut international de Bibliographie, invitant le Président de la Société de Physique à prendre part au Congrès international de Bibliographie et de Documentation qui se tiendra à Bruxelles les 25, 26 et 27 août 1910.

*Sur l'absorption des liquides par les substances poreuses;* par M. J.-H. RUSSENBERGER. — La puissance absorbante spécifique X d'une substance poreuse, considérée comme une machine élévatoire, a été trouvée expérimentalement sensiblement constante, quelle que soit la hauteur $h$ à laquelle le liquide de densité D doit être porté, sauf si cette hauteur dépasse une certaine limite.

On a

$$X = \frac{h}{Q} D \frac{dh}{dt}, \tag{1}$$

Q étant le poids de substance poreuse, coton, sciure, etc., contenue dans l'unité de volume de la mèche; $\frac{dh}{dt}$ la vitesse d'ascension au niveau $h$.

Intégrant (1), il vient

$$t = \frac{1}{2} \frac{D}{XQ} h^2 + C. \tag{2}$$

Pour vérifier la première formule, on détermine $\frac{dh}{dt}$ à l'aide de la vitesse avec laquelle s'enfonce une mèche dans laquelle le liquide est constamment à une hauteur $h$. Pour vérifier la seconde, on place la substance à étudier entre quatre lames de verre. Si l'on note le temps à partir du moment où $h$ cesse d'être nul, $C = 0$; mais il faut avoir soin de retrancher de $h$ une hauteur qui semble dépendre principalement de l'écartement des lames de verre. Dans ces conditions, non seulement les expériences de l'auteur, mais encore celles de M. Goppelsrœder vérifient la formule (2).

M. Wolfgang Ostwald a proposé la formule $t = \frac{1}{k} h^{\frac{1}{m}}$ qui vérifie également les expériences de M. Goppelsrœder et où $k$ et $m$ sont des constantes dépendant de la nature du liquide étudié.

Les formules (1) et (2) ont cependant les avantages suivants :

1° Elles expriment une notion très simple, la constance de la puissance absorbante spécifique;

2° Elles permettent de voir que, si les différences observées entre l'ascension de divers liquides sont attribuables à des différences de *puissance absorbante,* celles-ci sembleraient dues principalement aux différences qui existent entre les densités et viscosités des homologues d'une même série;

3° Elles permettent de caractériser utilement la qualité de produits industriels, tels que le coton hydrophile et le papier buvard;

4° Enfin elles sont bien l'expression exacte de l'ascension des liquides dans les limites indiquées, ainsi que nous le montre la théorie.

En effet, soient $(h_1 - h)D$ la force qui, à une hauteur $h$ plus petite que la hauteur maximum $h_1$, sollicite le liquide à continuer son ascension; $k$ con-

stante de viscosité, $d$ le diamètre d'un tube capillaire. Appliquant la formule de Poiseuille, on a que le débit

$$(3) \qquad \frac{\pi}{4}\frac{dh}{dt}d^2 = k\frac{(h_1 - h)}{h}\,\mathrm{D}\,d^4,$$

expression qui, pour l'intégration, peut être ramenée à la forme

$$\frac{\mathrm{B}\,dy}{\mathrm{A}-\mathrm{B}y} - \frac{\mathrm{B}\,dy}{\mathrm{A}} = \frac{\mathrm{B}^2}{\mathrm{A}}\,dx$$

et qui, intégrée, donne, après développement du logarithme.

$$(4)\ t = \frac{\pi h_1}{4k\mathrm{D}\,d^2}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{h}{h_1}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{h}{h_1}\right)^3 + \frac{1}{4}\left(\frac{h}{h_1}\right)^4 + \ldots + \mathrm{C} - \mathrm{L}\left(\frac{4kh_1\mathrm{D}\,d^2}{\pi}\right)\right].$$

Si l'on note le temps à partir du moment où $h$ cesse d'être nul,

$$\mathrm{C} - \mathrm{L}\left(\frac{4kh\mathrm{D}\,d^2}{\pi}\right)$$

s'annule et il reste une expression dont le premier terme équivaut à celui de la formule (2) et reste prépondérant tant que $h$ reste petit par rapport à $h_1$.

La formule (4) est parfaitement vérifiée par les expériences, quelle que soit la valeur de $h$; il suffit de connaître $h_1$.

Si l'on multiplie les deux membres de l'égalité (3) par $h \times \mathrm{D}$, ils expriment la puissance d'un tube capillaire et l'on voit, sans même connaître $h_1$, que la puissance d'un faisceau de tels tubes est constante tant que $h$ est petit par rapport à $h_1$, qu'elle est proportionnelle à la section du faisceau, qu'elle augmente avec la température, et qu'elle dépend de la nature de la substance absorbante. Les résultats expérimentaux [1] sont donc retrouvés par la théorie.

*Au sujet de nouveaux appareils de mesure;* par M. le commandant Ferrié. — Considérons un phénomène quelconque, électrique ou mécanique par exemple, que l'on fait agir sur deux appareils construits chacun de telle sorte que les variations des éléments du phénomène se traduisent par des variations du déplacement angulaire d'une aiguille mobile devant un cadran commun aux deux appareils.

Supposons que les déplacements angulaires $\theta_1$ de l'aiguille du premier appareil soient liés aux éléments variables $\alpha$ et $\beta$ du phénomène par la relation

$$\theta_1 = f_1(\alpha, \beta),$$

et que pour l'aiguille du second appareil on ait une relation analogue

$$\theta_2 = f_2(\alpha, \beta).$$

Éliminons $\beta$ entre les deux équations; on a

$$\alpha = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$

---

(1) *Comptes rendus*, janvier 1910.

En donnant à $\alpha$ une série de valeurs numériques $\alpha_1, \alpha_2, \ldots$, on a

$$\alpha_1 = \varphi(\theta_1, \theta_2), \qquad \alpha_2 = \varphi(\theta_1, \theta_2), \qquad \ldots .$$

Ces équations représentent une famille de courbes en coordonnées bipolaires, ayant les centres de rotation des aiguilles comme pôles.

On obtient de même une seconde famille de courbes en éliminant $\alpha$ :

$$\beta_1 = \psi(\theta_1, \theta_2), \qquad \beta_2 = \psi(\theta_1, \theta_2), \qquad \ldots .$$

Quand ces deux familles de courbes sont tracées sur le cadran commun aux deux aiguilles, on dispose d'un appareil permettant de résumer les valeurs $\alpha_x$, $\beta'_x$ des éléments variables du phénomène considéré à un instant quelconque. Il suffit d'observer le point de croisement des deux aiguilles et de noter le numéro de la courbe de chacune des deux familles qui passent par ce point.

Ce principe peut recevoir de très nombreuses applications, en électricité par exemple.

Trois appareils de ce genre ont déjà été réalisés, d'une manière aussi parfaite que possible, par M. Carpentier, et sont présentés à la Société.

Le premier permet de lire sur un même cadran simultanément l'intensité, le voltage aux bornes, et la résistance d'un circuit parcouru par du courant continu. On pourrait encore ajouter une seconde famille de courbes indiquant la puissance.

Un autre appareil permet de mesurer, par simple lecture, la fréquence d'un courant alternatif. Les deux aiguilles sont commandées par deux fils thermiques parcourus l'un par le courant qui traverse une résistance ohmique, l'autre par le courant qui traverse une self. On a évidemment

$$\omega = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$

L'appareil présenté permet de faire la lecture pour des fréquences allant de 25 à 65. Cette échelle peut être étendue à volonté.

Enfin le troisième appareil est un fréquencemètre pour courants de haute fréquence, c'est-à-dire un ondemètre pour la télégraphie sans fil par exemple. Il est absolument analogue au précédent et présente sur les autres ondemètres l'avantage de permettre la lecture directe des longueurs d'onde sans avoir à manœuvrer un organe quelconque.

*Sur la constitution de la charge électrique à la surface d'un électrolyte;* par M. Gouy. — On admet généralement que, lorsqu'on électrise un électrolyte, les ions forment une charge superficielle. Cette idée conduit pourtant à des contradictions singulières; ainsi on voit aisément qu'une petite charge ne fait pas varier la concentration à l'intérieur, ce qui est paradoxal, puisque les ions accumulés à la surface sont soustraits à la masse liquide.

Un examen plus attentif montre que les ions doivent être soumis, en outre des forces électriques qui tendent à les accumuler à la surface, à la pression osmotique qui tend à rétablir l'homogénéité. L'état d'équilibre qui se réalise ainsi est tel que la densité électrique en volume possède à la surface une valeur finie, et s'annule asymptotiquement lorsqu'on s'enfonce dans l'électrolyte.

Les formules sont surtout très simples quand la charge ne dépasse pas 10 unités électrostatiques par centimètre carré. La charge consiste alors en une légère condensation des ions d'un certain signe et une légère raréfac-

tion des ions de signe opposé, qui sont telles que la compensation se fait quant aux nombres des ions, et que la masse intérieure n'est pas appauvrie.

Le *centre de gravité* de la charge est à une distance de la surface qui vaut $0^{\mu},001$ pour une solution décinormale, $0^{\mu},01$ pour une solution millinormale, et $1^{\mu}$ pour l'eau pure.

Lorsque au contraire la charge est considérable, comme dans les phénomènes de polarisation des électrodes, la charge est, pour la moyenne partie, au voisinage immédiat de la surface.

---

## SÉANCE DU 4 MARS 1910.

### Présidence de M. Bertin.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 18 février est lu et adopté.

Les personnes présentées dans la séance du 18 février sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 18 mars 1910 :

MM. Magunna, à Paris; présenté par MM. Dongier et Mercadier.
Mascart (Léon), Lieutenant de vaisseau, Directeur de la maison Lepaute, à Paris; présenté par MM. Brillouin et Henri Abraham.
Languepin, Licencié ès sciences physiques, Ingénieur Electricien, à Angoulême; présenté par MM. Pessemesse et Rothé.

M. le Président annonce à la Société les pertes douloureuses qu'elle vient de faire en les personnes de MM. le Professeur Kohlrausch, Président A. D. der Physikalische Technische Reichsanstalt, Marburg; Henri Dufour, Professeur à l'Université de Lausanne, et Hippolyte Fontaine, et adresse à leurs familles l'expression de sa vive sympathie.

*Spectrographe à prisme à faces courbes;* par M. Ch. Féry. — Bien que se prêtant avec la plus grande facilité à la construction d'un spectroscope, l'auteur décrit plus particulièrement ici l'application qu'il a faite du nouveau prisme à un spectrographe, en raison des nombreuses recherches qui ont été faites récemment au moyen de ces appareils.

Le prisme en quartz qui lui a permis d'obtenir les photographies qu'il présente à la Société a un angle réfringent de 30°; sur l'une des faces était appliquée une petite cuvette renfermant du mercure, l'argent ayant, pour l'application en vue, l'inconvénient d'offrir une transparence appréciable pour les radiations de courte longueur d'onde. On pourrait recourir à l'ancien procédé d'amalgamation dans le même but.

La courbure de la face antérieure est déterminée en écrivant que tous les rayons qui la frappent, en divergeant de la fente, font avec la normale des angles égaux.

Le rayon de courbure de la face réfléchissante se trouve au point de concours des rayons réfractés. Cette seconde surface reçoit donc normalement tous les rayons réfractés par la première. L'axe du quartz est aussi

normal à la surface réfléchissante; la condition de Cornu est donc satisfaite.

Un tel prisme se comporte au point de vue de la dispersion comme un prisme ordinaire de 60°; avec un foyer de $1^m$, il donne une photographie de l'arc au fer dont l'étalement est de $20^{cm}$ environ.

On démontre facilement que les centres de courbure des deux surfaces du prisme, la fente et l'image spectrale obtenue, sont sur un même cercle dont le diamètre est égal aux rayons de la surface d'entrée.

Quand le spectre est amené au voisinage de la fente, la normale à la plaque photographique fait avec le faisceau venant du prisme un angle de 51°. Cet angle est de 63° avec les spectrographes en quartz à un seul prisme et à lentilles non achromatiques.

Cette inclinaison de la plaque avec le faisceau dispersé dépend d'ailleurs, pour le nouveau dispositif, des positions respectives de la fente et du spectre sur le cercle de diamètre R égal au rayon de la courbe d'entrée, mais la distance de deux raies, au point sur la plaque, reste néanmoins invariable, l'inclinaison de la plaque diminuant quand la distance du prisme à la plaque augmente.

Le prisme courbe possède comme le réseau concave un certain astigmatisme; il en résulte que les poussières de la fente ne sont pas mises au point en même temps que les raies.

Pour l'examen de la partie visible du spectre, on peut remplacer le quartz par du flint. La longueur du spectre visible atteint alors $100^{mm}$, et un oculaire, entraîné par un vernier donnant le $\frac{1}{10}$ de millimètre, permet d'identifier les raies à 2 U. A. près.

*Spectrophotomètre à verres absorbants;* par M. Ch. Féry. — La fabrication de verres gris, absorbant d'une façon sensiblement uniforme toutes les radiations du spectre visible, a été réalisée par la maison Shott et Gen. M. Féry a pensé qu'il serait possible d'utiliser de tels verres pour constituer un spectrophotomètre très simple.

Si l'on couvre en effet la fente d'un spectroscope par deux prismes de petit angle taillés dans cette matière, les arêtes étant opposées et parallèles à la fente, on obtient dans l'appareil deux spectres contigus. Le déplacement simultané des deux prismes, collés sur une même glace transparente, assombrit l'un des spectres lorsque l'autre s'éclaire.

Si les spectres ainsi obtenus proviennent de deux sources lumineuses A et B, on a, au moment de l'équilibre et pour une certaine longueur d'onde,

$$I = I_A e^{-Kx} = I_B e^{-Kx'},$$

d'où

$$\log \frac{I_A}{I_B} = K(x - x').$$

La valeur de K qui est sensiblement la même, comme nous l'avons vu, pour toutes les radiations, est déterminée une fois pour toutes; $x - x'$ est proportionnel au déplacement du porte-prismes.

Dans le cas de la mesure de l'absorption des liquides, on peut utiliser une même source pour éclairer les deux prismes.

Pour cela, on emploie une lentille recouverte d'un diaphragme percé de deux fenêtres; il est facile de trouver une distance telle de ces ouvertures, que la déviation des prismes lenticulaires compense celle des prismes absorbants.

Si alors on interpose une cuve d'épaisseur $y$ contenant le liquide absorbant, le coefficient d'absorption Q du liquide est donné en fonction de

celui K des verres par la relation très simple

$$Q = K\frac{x' - x''}{y};$$

$x''$ et $x'$ sont les épaisseurs des prismes au moment de l'équilibre, et la différence $x'' - x'$ est proportionnelle au déplacement.

On a, en effet,

$$I_1(\text{intensité observée}) = I_0 e^{-Kx'} = I_0 e^{-Qy} e^{-Kx''};$$

ce qui conduit à

$$Kx' = Qy + Kx'',$$

d'où

$$Q = K\frac{x' - x''}{y}.$$

En dehors de l'avantage de la suppression de la fonction exponentielle, ce dispositif présente celui de donner des anneaux oculaires de dimension constante; la loi est plus simple que celle des spectrophotomètres à polarisation et la simplicité de l'appareil permet de l'établir pour un prix abordable.

M. H. Abraham présente un travail de M. Pierre Weiss : *Sur la mesure de l'intensité d'aimantation à saturation et la loi d'approche vers la saturation.* L'intensité d'aimantation à saturation des métaux ferromagnétiques et de la magnétite est connue avec une assez faible précision. Cela tient en partie aux difficultés inhérentes aux mesures dans les champs intenses, en partie à ce qu'on n'a pas tenu compte suffisamment de ce que la détermination de la loi d'approche est un complément indispensable de cette mesure. Enfin, dans bien des cas, on n'a pas remarqué que l'aimantation des pièces polaires des électro-aimants n'est pas rigide, mais est influencée par le déplacement du corps à étudier.

La méthode employée par M. Weiss consiste à retirer un ellipsoïde de la substance d'un petit solénoïde très exact placé dans l'axe de l'entrefer d'un électro-aimant puissant et à mesurer au balistique la quantité d'électricité induite. Une application de la théorie des images magnétiques, analogues aux images électriques de Lord Kelvin, permet d'enfermer l'erreur relative provenant du retentissement de ce déplacement de matière magnétique sur les pièces polaires dans les limites étroites de $\pm 0{,}001$. Les résultats de ce travail sont exprimés, en appelant $\sigma$ l'intensité d'aimantation spécifique et H le champ, par les formules suivantes :

| | | |
|---|---|---|
| Fer (Kohlswa)................ | $\sigma = 216{,}5\left(1 - \frac{7{,}9}{H}\right)$ | à 19° |
| Nickel pur.................... | $\sigma = 54{,}49\left(1 - \frac{9{,}7}{H}\right)$ | 18 |
| Cobalt pur, état doux.......... | $\sigma = 162\left(1 - 1{,}11\,\frac{10^6}{H^2}\right)$ | 17 |
| Magnétite..................... | $\sigma = 90{,}72\left(1 - \frac{19}{H}\right)$ | 16,2 |

Pour le fer, le nickel et la magnétite, la loi d'approche est hyperbo-

lique. Pour le cobalt, la distance entre la courbe et l'asymptote est un infiniment petit en $\frac{1}{H^2}$.

L'intensité d'aimantation à saturation, rapportée à l'unité de volume, est à la température ordinaire pour ces quatre substances :

1706; 476,5; 1412; 476,5.

*Images changeantes à deux ou trois aspects sur plaques autostéréoscopiques;* par M. Estanave. — Les plaques photographiques utilisées présentent, sur l'une de leurs faces, l'émulsion sensible habituelle et, sur l'autre, un système de lignes parallèles opaques de même largeur et équidistantes avec rapport convenable entre l'épaisseur du trait et l'espace transparent intercalaire.

Pour une position appropriée de l'objectif photographique la plaque, présentée par sa face rayée, n'enregistre de l'image projetée que des bandes parallèles non jointives, assez rapprochées d'ailleurs pour être confondues à la distance de vision distincte et donner l'illusion d'une image continue. Après enregistrement d'une première image l'objectif peut être décentré perpendiculairement à la direction des lignes du réseau et amené en position telle que précisément il projette son image sur celles des régions de l'émulsion qui, lors de la première pose, étaient protégées par les bandes opaques. Dans ces conditions, après développement, inversion et développement à nouveau, l'œil placé successivement à l'un ou à l'autre des deux centres de projection verra chaque fois une seule image; de même lorsque les deux yeux sont sur une parallèle aux traits du réseau passant par l'un des centres de projection. En fait un très léger basculement de la plaque autour d'un des traits du réseau pris comme axe permet de voir alternativement les deux images, d'où possibilité d'une sorte de cinématographe à deux phases. On peut, en réglant convenablement les conditions opératoires, enregistrer ainsi puis voir successivement trois images distinctes.

---

## SÉANCE DU 18 MARS 1910.

### Présidence de M. Bertin.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 4 mars est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 15 avril 1910 :

MM. Brazier (Charles-Émile), Météorologiste adjoint au Bureau central météorologique, à Paris; présenté par MM. Angot et Dongier.
Bugnion (Alexandre), Diplômé ès sciences physiques et mathématiques de l'École Polytechnique de Zurich (Suisse); présenté par MM. Rosselet et Henri Abraham.
Drapier (Paul), Ingénieur des Mines, Assistant à l'Université de Bruxelles (Belgique); présenté par MM. Chavanne et Henri Abraham.

MM. **Muller** (Frédéric), Assistant à l'Institut de Physique de Saint-Pétersbourg (Russie); présenté par MM. A. Toudorouski et Jean Stchéljaeff.
**Steinmann** (Emile), Docteur ès sciences, Professeur à l'Ecole de Mécanique de Genève (Suisse); présenté par MM. C.-Ed. Guye et Ph.-A. Guye.

M. le **Président** annonce la mort de M. **Knut Johan Angström**, Professeur de Physique à l'Université royale d'Upsala, et adresse à sa famille l'expression de sa vive sympathie.

*Sismographe à colonne liquide*, par M. G. **Lippmann**. — M. Lippmann décrit *son sismographe à colonne liquide*, qui a la forme d'un grand niveau d'eau; il se compose d'un tube horizontal reliant deux bassins pleins du même liquide. La masse de la colonne d'eau horizontale remplace la masse des pendules sismographiques ordinaires. La colonne liquide, en équilibre, demeure à peu près immobile pendant le séisme; son déplacement, par rapport au sol, est transmis à un miroir par l'intermédiaire d'un équipage léger et d'une palette de mica qui forme piston dans le tube, sans toutefois toucher les parois.

La durée d'oscillation de la masse liquide est donnée par la formule $T = r\pi\sqrt{\frac{l}{g}\frac{S}{2s}}$, où $l$ est la longueur du tube, $s$ et S les sections du tube et des bassins. Cette durée peut donc facilement devenir égale à une ou plusieurs minutes. De plus, elle est déterminée, sans réglage, par les dimensions du tube et des bassins. C'est là l'avantage du sismographe à liquide sur les pendules solides; ceux-ci exigent un réglage délicat et qui se défait sous l'influence de petites variations de température quand la période dépasse une vingtaine de secondes; tandis que l'appareil à liquide peut acquérir et garder une période d'oscillation assez grande pour que les sismogrammes n'aient plus besoin d'être réduits.

*Récupération frigorifique des vapeurs très diluées. Procédé de dessiccation de l'air destiné à être liquifié;* par M. **Claude**. — M. G. Claude décrit un procédé de récupération frigorifique des vapeurs diluées dans de grandes quantités d'air. Ces vapeurs sont produites, en énormes quantités, dans certaines industries, fabrication de la soie de Chardonnet, de la poudre sans fumée, etc., qui subissent de ce chef des pertes de plusieurs millions par an. L'extrême dilution de ces vapeurs, $5^g$ à $25^g$ au mètre cube, rend en effet très difficile leur récupération et, en fait, les procédés connus (basés en général sur l'absorption par l'acide sulfurique concentré) sont d'une installation très coûteuse et ne fournissent que de médiocres résultats.

M. G. Claude a recours à un procédé frigorifique qui, en principe, consiste à refroidir assez l'air chargé de vapeurs pour réduire à une valeur négligeable la tension de celles-ci et les condenser à l'état liquide si la température atteinte est supérieure au point de congélation, —110° à —115° dans le cas de l'alcool et de l'éther. Mais comme cet air contient en outre de l'eau, des précautions spéciales doivent être prises pour éviter sa congélation et l'obstruction des appareils : c'est un point essentiel du procédé que la totalité des vapeurs présentes dans l'air, eau, alcool, éther, sont condensées d'une façon continue sous la forme liquide. A cet effet, l'air à traiter est comprimé à une pression dépendant de la grandeur des appareils et de l'ordre de $3^{atm}$ ou $4^{atm}$ et est dirigé dans un échangeur de températures dans lequel il *s'élève* et rencontre, comme il va être expliqué, des températures graduellement décroissantes. La condensation porte donc d'abord sur les parties les plus aqueuses, qui retombent vers le bas. L'air rencontre un peu plus haut des régions plus froides mais il condense des liquides

déjà chargés d'alcool ou d'éther et par suite moins congelables. Le même raisonnement peut être continué indéfiniment, l'air rencontrant des régions de plus en plus froides mais pouvant le faire sans danger de congélation, par suite de l'enrichissement progressif des liquides formés. En résumé, l'air arrive en haut du faisceau ayant perdu, sous l'action finale d'une température de — 80° à — 100°, la totalité des vapeurs qu'il contenait, et les liquides formés se collectent sans difficulté vers le bas puisqu'ils rencontrent dans leur descente des régions de plus en plus chaudes. Parvenu au sommet du faisceau, l'air dépouillé de ses vapeurs est conduit à un moteur de détente approprié, y subit une détente aussi complète que possible, qui le refroidit, en même temps qu'elle est l'occasion d'une récupération appréciable de l'énergie dépensée. L'air détendu est renvoyé en haut de l'appareil pour circuler de haut en bas autour du faisceau tubulaire, dans lequel il détermine la gamme des températures décroissantes dont il a été parlé.

On peut traiter par ce procédé, en tenant compte de la récupération, $15^{m^3}$ à $20^{m^3}$ par cheval-heure d'air chargé de $20^g$ à $30^g$ d'éther au mètre cube, teneurs qu'il est aisé d'atteindre en pratique comme l'ont montré des essais effectués à la poudrerie de Sevran-Livry, et qui sont extrêmement éloignées des teneurs explosives. Le procédé est donc très économique. Il ne nécessite, du reste, que des appareils très peu encombrants, dont quelques-uns seront du reste bientôt en exploitation.

M. G. Claude signale une application qu'il a faite du même procédé à la dessiccation de l'air destiné à être liquéfié; cette dessiccation demande à être effectuée avec une extrême perfection sous peine de voir les appareils arrêtés au bout de quelques heures. Les procédés ordinaires à la potasse ou au chlorure de calcium, bons s'il s'agit de la fabrication de l'oxygène destiné au remplissage des bouteilles d'acier, deviennent inadmissibles quand il faut arriver au prix total de revient de 2 ou 3 centimes par mètre cube d'oxygène, ce qui est le cas pour les appareils que la Société l'*Air liquide* construit en ce moment pour les hauts fourneaux d'Ougrée Marihaye. Le procédé de M. G. Claude consiste à ajouter à l'air comprimé, avant son entrée dans les échangeurs de températures, et à l'aide d'un simple graisseur compte-gouttes, une quantité d'alcool à peu près égale à celle de l'eau qu'il renferme, soit $0^g,5$ à $1^g$ d'alcool par kilogramme d'air. Ce liquide se vaporise dans l'air et entraîne, sous la *forme liquide*, au cours du refroidissement, la totalité de l'eau présente dans l'air traité, en formant avec elle des mélanges d'autant plus alcooliques, donc d'autant plus incongelables, que la température atteinte est plus basse. On arrive donc sans difficulté jusqu'à la température de solidification de l'alcool, soit vers — 110°, et comme à cette température la tension de l'alcool n'est pas la $\frac{1}{200}$ partie de celle de l'eau à 0°, les dangers d'obstruction par l'alcool ne risquent pas de se substituer à ceux de l'eau.

Comme on récupère la presque totalité de l'alcool sous une forme directement utilisable à nouveau, la dépense est extrêmement faible, soit à peine $\frac{1}{15}$ de centime par mètre cube d'oxygène. Il faut par contre fournir un supplément de froid destiné à la neutralisation de la chaleur de liquéfaction de l'eau et de l'alcool, mais le supplément de pression à prévoir de ce fait ne dépasse pas 10 pour 100.

*Contribution à l'étude des détecteurs à contacts solides;* par M. C. Tissot. — On sait que l'on se sert avec succès, dans les réceptions radiotélégraphiques, de détecteurs à contacts solides associés à un téléphone.

Ces détecteurs, dont la sensibilité est parfois supérieure à celle des meilleurs électrolytiques, peuvent *généralement* être employés sans source auxiliaire, ce qui en rend le montage particulièrement simple.

Le phénomène qui prend naissance, sous l'effet des oscillations et permet la réception des signaux au son, a donné lieu à diverses interprétations.

Tandis que certains expérimentateurs lui attribuaient un caractère purement thermo-électrique, d'autres expérimentateurs l'expliquaient par un phénomène de *polarisation* analogue à celui qui se produit dans le voltamètre à électrodes inégales qui constitue l'électrolytique, et rejetaient toute interprétation thermo-électrique.

Ces assertions me paraissent l'une et l'autre trop absolues si on les applique indistinctement à tous les détecteurs à contacts solides.

Les expériences que je poursuis m'ont conduit à admettre qu'il existe, en réalité, deux catégories distinctes de détecteurs solides.

Les détecteurs que j'ai signalés à diverses reprises comme justiciables de l'interprétation thermo-électrique et dont on peut prendre comme types les contacts métal-chalcopyrite, métal-chalcosine, métal-bioxyde de manganèse, métal-tellure), présentent un ensemble de caractères qui les différencient nettement des autres.

J'indiquerai notamment : 1° Le fait que la sensibilité y est liée essentiellement à la valeur du *pouvoir thermo-électrique* du contact et à la forme même du contact; même avec des substances convenablement choisies dans la chaîne termo-électrique, le détecteur n'est sensible que si le contact a lieu par une pointe ou une arête vive; 2° l'indifférence à l'application d'une force électromotrice auxiliaire quel qu'en soit le sens; 3° le fait que le *sens* du courant qui prend naissance sous l'effet des oscillations dépend nettement du *signe* du pouvoir thermo-électrique de la substance utilisée.

Pour les détecteurs de la seconde catégorie (périkon à zincit-chalcopyrite de Pickard; carborundum de Dunwoody; anatase, molybdénite de Pierce, etc.) : 1° la *forme* du contact est généralement indifférente, au point qu'on peut réaliser des détecteurs sensibles avec de larges plaques polies comprises entre des disques métalliques plans; 2° la sensibilité est manifestement indépendante de la valeur du pouvoir thermo-électrique; 3° l'application d'une force électromotrice auxiliaire de *sens convenable* augmente toujours la sensibilité du détecteur qui passe par un maximum pour une certaine valeur de la force électromotrice appliquée.

Tous ces détecteurs de la seconde catégorie présentent d'ailleurs un caractère commun. Quand on les intercale dans un circuit qui comprend une force électromotrice constante, l'inversion du signe de la force électromotrice donne naissance à des courants de sens opposés de valeurs généralement très inégales.

En fait, ces contacts se comportent comme des conducteurs qui ne suivent pas la loi de Ohm. La forme de la *caractéristique* que l'on obtient pour des forces électromotrices croissantes (positives et négatives), en portant en abscisses les intensités du courant et en ordonnées les forces électromotrices appliquées, présente la même allure générale pour tous ces contacts (qu'on les prenne sous la forme point sur plan, ou plan sur plan).

C'est une courbe qui se compose de deux branches de forme hyperbolique, généralement dissymétriques, et dont les courbures sont de sens contraire : elle présente deux sommets où le rayon de courbure varie d'une manière plus ou moins brusque en passant par un minimum, et un point d'inflexion au voisinage de l'origine (mais rarement à l'origine même).

On peut noter que, indépendamment de toute théorie, le fait que le contact n'obéit pas à la loi de Ohm suffit à donner une interprétation très simple de la réception au son, c'est-à-dire de la production d'un courant *continu* de sens déterminé sous l'action d'un courant *oscillatoire*. On peut prévoir aussi comment varie la sensibilité du détecteur, et selon la forme de la caractéristique, et selon la région utilisée de la caractéristique.

Les valeurs les plus grandes de *l'intensité moyenne*, c'est-à-dire de l'effet à la réception, doivent correspondre aux points de la caractéristique

pour lesquels $f''(E)$ passe par un maximum [en posant $I = f(E)$]. L'expérience confirme ces prévisions. Elle montre que la sensibilité du contact, employé comme détecteur, passe bien par un *maximum* aux sommets de la caractéristique, par un *minimum* au point d'inflexion (minimum sensiblement nul), et qu'elle va en décroissant quand on s'éloigne des sommets du côté des branches asymptotiques.

Ces vérifications, qui peuvent être opérées par la réception au son d'émissions bien constantes, sont obtenues avec plus de précision en substituant au récepteur téléphonique, dans le circuit de résonance, un galvanomètre sensible qui permet d'obtenir des évaluations *quantitatives*.

Toutes les circonstances qui modifient les propriétés du contact se traduisent par une modification correspondante de la caractéristique.

L'augmentation de pression se traduit sur la caractéristique par un accroissement de l'inclinaison de la tangente à l'origine et par le rapprochement des sommets de l'axe des abscisses.

Il correspond *en général* à une diminution de la sensibilité absolue du détecteur, mais souvent à une amélioration du fonctionnement quand on emploie le détecteur sans source auxiliaire.

L'élévation de température agit dans le même sens que l'accroissement de la pression.

La déformation de la caractéristique se produit dans le même sens pour toutes les substances citées et toutes les formes de contact.

Pour de très fortes pressions ou des températures suffisantes, la région à inflexion s'atténue de plus en plus, et les branches de la caractéristique finissent par se confondre en une même droite.

Bien que les corps qui constituent des détecteurs de la seconde catégorie présentent des pouvoirs thermo-électriques de valeurs *relativement* élevées (mais notablement moindres que ceux de la première catégorie), et qu'ils aient tous de forts coefficients de variation de résistance avec la température, il ne paraît y avoir aucune relation, ni de *sens*, ni de *grandeur* entre l'effet thermique et l'effet observé. Il ne paraît pas non plus y avoir de phénomène analogue à la polarisation électrolytique dans ces contacts et, en particulier, dans le contact oxyde de zinc-métal.

La forme des caractéristiques obtenues, l'influence de la pression et de la température, permettent de rapprocher le phénomène de ceux que M. Blanc a observés dans l'étude des cohéreurs, et il semble que l'on puisse lui donner la même interprétation générale.

Seulement ici, en raison du peu de propension des substances considérées à la pénétration des couches superficielles par diffusion moléculaire, les contacts demeureraient en général *auto-décohérents* tout en étant susceptibles de se comporter comme de véritables cohéreurs sous l'action de courants énergiques.

M. Jean Blein apporte les résultats d'expériences confirmant ceux qui viennent d'être exposés par M. Tissot et ceux qui ont été publiés dans une série de Mémoires de G. Pierce parus dans la *Physical Review*. La méthode qu'il a employée lui a permis en outre de justifier de façon plus précise certaines interprétations des faits.

Les auteurs précédents ont étudié des contacts solides formés par un cristal C (ou deux) compris entre deux électrodes métalliques $E_1$, $E_2$; la différence de potentiel mesurée était la différence de potentiel totale $E_1/E_2$. Par suite, *a priori*, l'effet qu'ils étudiaient pouvait tenir, soit à un phénomène de conductibilité unipolaire dans l'ensemble du cristal, soit à un phénomène superficiel. Mais, dans ce dernier cas, l'effet obtenu résultait de la superposition de phénomènes dissymétriques aux contacts $E_1/C$ et $C/E_2$; les contacts n'étant pas identiques (comme pression surtout), les phéno-

mènes n'y étaient pas d'intensité égale et il existait une dissymétrie pour l'ensemble des contacts, moins accusée d'ailleurs que pour un seul d'entre eux. A vrai dire, l'ensemble des expériences faisait présumer que c'était bien un phénomène superficiel et que l'un des contacts, où l'électrode était toujours fortement pressée contre le cristal, avait une faible influence sur la dissymétrie; il y avait lieu de s'en assurer d'une façon précise.

L'expérience a été faite sur un échantillon de zincite de $1^{cm}$ de large comprise entre deux électrodes de mercure; la surface du contact était de $0^{cm^2},2$ à $0^{cm^2},3$; le potentiel était mesuré avec un électromètre assez sensible et quatre prises de potentiel pouvaient être établies : 1° sur les deux électrodes; 2° en des points $C_1$ et $C_2$ du cristal très voisin des électrodes $E_1$ et $E_2$ respectivement. On a vérifié qu'en l'absence de courant $E_1$, $C_1$, $C_2$, $E_2$ sont au même potentiel. Dans ces conditions on observe que, pour un courant de sens déterminé, la différence de potentiel est de l'ordre du volt entre $E_1$ et $C_1$, du millième de volt entre $C_1$ et $C_2$; étant donnée la surface des électrodes, on peut considérer la chute de potentiel comme localisée au contact; on a bien un *phénomène exclusivement superficiel.*

L'ensemble du contact symétrique de dispositif présentait une dissymétrie, mais faible. Dans la suite on est revenu au dispositif dissymétrique, l'électrode $E_2$ étant une électrode de laiton fortement pressée contre le cristal, l'électrode $E_1$ étant du mercure ou d'autres métaux (Zn, Cu, Al, Fe) dont on pouvait alors régler la pression de contact. La différence de potentiel était toujours mesurée entre $E_1$ et $C_1$; le contact $E_1/C_1$ est ainsi étudié indépendamment de l'autre.

Dans ces conditions, le courant établi et l'électromètre dévié de 200 divisions par exemple, on coupe le courant, l'électromètre revient vers le zéro aussi vite qu'après une déviation produite mécaniquement; mais il s'arrête à une ou deux divisions du zéro et l'écart résiduel disparaît lentement. Si le phénomène était d'origine thermo-électrique, comme il paraît l'être dans les contacts du premier ordre de M. Tissot, tout le retour au zéro se ferait lentement, suivant la dissipation progressive de la chaleur; il n'y a de thermo-électrique dans le phénomène que la force électromotrice correspondant au faible écart résiduel signalé. Ceci est en accord avec les observations de M. Tissot sur la zincite, et avec celles de G. Pierce sur d'autres cristaux, molybdénite, brookite, etc. L'expérience précédente paraît exclure également l'hypothèse d'une polarisation.

L'auteur a étudié encore la variation de la différence de potentiel V au contact $E_1/C_1$ avec l'intensité du courant et a trouvé des courbes analogues à celles de M. Tissot, plus dissymétriques cependant, en général, pour la raison indiquée plus haut.

Ainsi, pour un contact mercure-zincite et une différence de potentiel de 1 volt environ, on a trouvé un courant de 2400 dans un sens, 5 dans l'autre en unités arbitraires. La dissymétrie n'est pas sensible pour les faibles différences de potentiel. Lorsqu'on augmente V, on atteint une valeur critique (quelques volts) qui varie suivant les contacts, et pour une valeur supérieure de V, le quotient V : I diminue brusquement, en même temps que disparaît plus ou moins complètement la dissymétrie; on a une sorte de cohération.

La nature de l'électrode ne paraît pas avoir grande influence (une électrode de chalcopyrite donne même des résultats analogues). Une augmentation de la pression de contact diminue la dissymétrie, sauf peut-être aux faibles pressions.

Enfin quelques expériences ont été faites en courant alternatif et la déviation produite dans un galvanomètre à courant continu est bien de l'ordre de grandeur que l'on peut calculer; G. Pierce a d'ailleurs fait une étude à l'oscillographe de la façon dont se comporte un contact en courant alternatif et montré que l'une des alternances est pratiquement supprimée.

La théorie de ces faits complexes paraît difficile à trouver : on a l'impression qu'il s'agit d'un phénomène analogue à ceux qui précèdent la cohération dans le contact de deux métaux; mais la dissymétrie, caractéristique du phénomène actuel, qui disparaît après cohération, reste à expliquer. On peut seulement rappeler à ce sujet une expérience de Guthe : cet auteur a constaté une dissymétrie avant cohération, dans le contact de deux fils métalliques dont l'un était chauffé et l'autre non. Ces phénomènes de dissymétrie pourraient tenir alors à des différences dans la mobilité ou dans le nombre des électrons dans les couches superficielles, du côté du cristal et du côté du métal.

---

# SÉANCE ANNUELLE.

**RÉUNIONS DES 30 ET 31 MARS ET DU 1er AVRIL 1910.**

---

## VISITE.

**MERCREDI 30 MARS 1910,**

### VISITE AUX USINES A GAZ DU LANDY

(Société du Gaz de Paris.)

**Fours à cornues horizontales avec chargement et déchargement mécanique,**

### ET DE GENNEVILLIERS

(Société d'Éclairage, Chauffage et Force motrice.)

**Fours à chambres dits « de Munich ».**

---

## COMMUNICATIONS.

**MERCREDI 30 MARS,**

M. **LAURIOL**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées,
Ingénieur en chef des Services généraux d'éclairage
de la Ville de Paris :

**Explications sur les installations des Usines à gaz du Landy et de Gennevilliers.**

**Exposé sommaire des derniers progrès de l'Industrie du Gaz.**

## JEUDI 31 MARS,

M. le Professeur Dr **J.-H. POYNTING**,
de l'Université de Birmingham :

**Compte rendu de quelques expériences sur la pression de la lumière.**

---

## VENDREDI 1er AVRIL,

M. le Professeur Dr **W. NERNST**, de l'Université de Berlin :

**Les chaleurs spécifiques aux températures très basses et le développement de la Thermodynamique.**

---

## EXPOSITION.

JEUDI 31 MARS ET VENDREDI 1er AVRIL 1910,
à 8 heures du soir.

Le courant continu fourni aux Exposants est produit par un groupe électrogène à pétrole d'une puissance de 25 chevaux de la **Société anonyme des anciens Établissements Panhard** et **Levassor** et distribué par des accumulateurs de M. **Alfred Dinin**.

| | |
|---|---|
| 1. *Éclairage Porte d'Entrée :* Lampes **Conta**, charbons jaunes. — 1er *Palier :* Lampes **Conta**, charbons blancs brillants. — *Grande salle hémicycle :* Lampes **Conta**, charbons blancs brillants. — *Vestibule :* Lampe **Régina** d'atelier pour photographie à la lumière artificielle....... | MM. **H. Picard** et frères. |
| 2. *Éclairage du Vestibule* et *Grande Salle* (millieu) par les lampes à arc **Beck**, M.-C. Aubert, constructeur........... | M. C. **Aubert**. |
| 3. *Eclairage de l'Escalier* par les perles électriques Wetsmann, et la Lampe à incandescence « Fix-Far » de 400 bougies consommant 250 watts à l'heure..................... | Cie **française des perles électriques Weissmann**. |
| 4. *Éclairage de la petite salle d'entrée :* au 1er étage, par les lampes à arc flamme « **Astra** » sans mécanisme, M. L. **Cibié**, Ingénieur-Constructeur........................... | **Société des Lampes Volta Cibié**. |

Bobine **Ancel** intensive, de 25cm d'étincelle, avec rupteur extra-rapide sur la bobine, et dispositif permettant aussi le fonctionnement avec un interrupteur à gaz, donnant une étincelle-chenille de 25cm, avec une consommation très réduite, directement sur 110 volts. — Interrupteur à gaz système **Ancel**, avec moteur électrique 110 volts à courant continu, actionnant ladite bobine. — Petit interrupteur à gaz, modèle **Ancel** simplifié, actionnant une petite bobine **Ancel** de 10cm d'étincelle, et fonctionnant avec accumu-

lateurs. — Nouveaux récepteurs à sélénium extrasensibles et sans inertie, modèle **Ancel**, forme plate et forme cylindrique dans le vide, pour téléphonie sans fil et transmission des images à distance; expériences comparatives sur la sensibilité de ces appareils. — Petit matériel de téléphonie sans fil de démonstration système **Ancel**, pour écoles et conférences. — Nouveaux détecteurs électrolytiques système **Ancel** pour télégraphie et téléphonie sans fil. — Appareils divers système **Ancel**........................ **M. Louis Ancel.**

Unification des dimensions des culots de lampes à incandescence et des douilles de support pour ces lampes. Calibres étudiés par M. **Zetter** pour la vérification de ces dimensions. — Bois durci en bâtons et en planches............ **Appareillage électrique Grivolas.**

Radioscope de M. **Szilard**, pour la mesure de la radio-activité, des rayons X et des rayons ultraviolets. — Radiogoniomètre de **Bellini** et **Tosi**, pour la télégraphie sans fil par ondes dirigées. — Appareil à arcs multiples pour la production des oscillations électriques continues (téléphonie sans fil). — Nouveau détecteur d'ondes à contacts solides. — Récepteur de T. S. F., modèle des écoles. — Nouvelle machine statique à grand débit de **Wommelsdorf**. — Téléphones haut-parleurs, nouveau modèle hermétique pour les mines, modèles simples pour bureaux. — Cloche électrique sous-marine et microphone sous-marin. — Appareil de M. **Billon-Daguerre**, pour la stérilisation par les rayons hyper-ultraviolets. — Appareil de M. le baron **d'Ivry**, dispositif de commande de signaux à distance (Télémécanique). — Appareil de M. le D[r] **E.-J. Durand**, à champ variable pour applications galvaniques. — Radioactivimètre de **Fabre**. — Nouvelle bobine d'induction à grand débit, modèle vertical. — Interrupteur à gaz à jet de mercure. — Interrupteur **Bosquain** pour courants alternatifs. — Perméamètre **Drysdale**. — Poste téléphonique militaire pour sentinelles et patrouilles.................. **Ateliers E. Ducretet, MM. F. Ducretet et E. Roger, Succ[rs].**

Quelques appareils d'électromagnétisme.................... **M. A. Aubert.**

Pompe à mercure rapide de M. **Moulin**. — Arc à mercure en quartz sans électrodes................................ **M. G. Berlemont.**

Appareils de stérilisation intégrale des liquides par les rayons ultraviolets et hyper-ultraviolets........................ **M. Billon-Daguerre.**

Nouveaux modèles d'oscillographes et d'enregistreurs photographiques. — Microphotomètre........................ **M. A. Blondel.**

Dispositif simple pour l'observation ultramicroscopique des particules en suspension dans les gaz. — Mouvements browniens, effets d'un champ électrostatique, etc......... **M. M. de Broglie.**

Cuves diverses (prismatiques, lenticulaires, etc.) en glace soudée inaltérables à tous dissolvants. — Applications diverses des moulages de réseaux. — Atlas de spectres d'absorption de 170 matières colorantes, établis par M. **C.-E. Kenneth Mees** au moyen d'un spectrographe à réseau (modèle exposé en 1909.)............................ **M. H. Calmels.**

Lampe à arc automatique pour projection de M. **A. Blondel**. **MM. Camillerap et Delagrange.**

Étalons de l'ohm en fil de manganin. Étalons de force électromotrice. — Enregistreur photographique à bande con-

tinue pour oscillographe. — Wattmètre a lecture directe. — Boîtes de contrôle pour courant continu et alternatif. — Nouveaux appareils à deux aiguilles système **Ferrié** et **Carpentier** : ondemètre, fréquencemètre, ohmmètres. — Appareils de mesures pour courants de haute fréquence (modèle 80 milliampères, modèle 50 ampères). — Appareils de tableau cuirassés et étanches pour courant continu et alternatif. — Appareils à cadrans lumineux. — Enregistreurs à ordonnées rectilignes et à diagrammes continus et discontinus. — Pyromètres à pivots pour couples **Le Chatelier**. — Poste récepteur de télégraphie sans fil pour signaux horaires et longitudes. — Eclateur tournant système **Ferrié**. — Appareils de télégraphie sans fil (Compagnie Générale Rodiotélégraphique. — Relais monophonique et électro diapason **Mercadier-Magunna** pour télégraphie Multiplex. — Nouveaux appareils de transmission pour télégraphie **Baudot**. — Baromètre isothermique **Montrichard**. — Acromètre **Mazellier** et **Carpentier**............ M. J. **Carpentier**.

Galvanomètre enregistreur photographique. — Galvanomètre sensible à enregistrement discontinu. — Galvanomètre à miroir extrasensible. — Wattmètre et électrodynamomètre de précision. — Potentiomètre d'étalonnement — Milliampèremètre calorique sensible. — Ohmmètre compensé à cadran pour la mesure des faibles résistances. — Voltmètres, ampèremètres et wattmètres pour lampes à incandescence. — Photomètre portatif. — Galvanomètre Jumelé de projection. — Galvanomèire Jumelé de contrôle. — Appareils de mesures divers pour aviation et aéronautique. — Horlo-baromètre enregistreur......................... MM. **Chauvin** et **Arnoux**.

Nouvelle balance de précision............................. M. **A. Collot**.

Instruments divers pour tableau de distribution (voltmètres, ampèremètres, wattmètres, appareils enregistreurs). — Appareils de contrôle. — Galvanomètre enregistreur pour pyromètre **Féry**. — Fréquencemètre enregistreur. — Ohmmètre à magnéto pour 600 volts. — Compteurs électriques étalons courant continu et alternatif. — Galvanomètre de laboratoire à lecture directe et à grande sensibilité....... **Compagnie pour la fabrication des compteurs et matériel d'usines à gaz.**

Accumulateurs divers..................................... M. **Alfred Dinin**.

Dygographe. — Nouveau dispositif magnétométrique........ M. **Louis Dunoyer**.

Appareil à champ variable, pour application médicale du courant continu (ou des autres formes du courant). — Dispositif d'amortissement pour les irrégularités du courant continu.......................................... M. **E.-J. Durand**.

Matériel cinématographique (derniers modèles d'appareils). — Amplificateur des sons par le moyen de l'air comprimé. — Appareils de photographie (derniers modèles)............ **Établissements Gaumont.**

Compteur intégrateur d'alcool de M. **Desq**. — Gyroaccéléromètre de M. **Brillouin**. — Dygographe de M. **L. Dunoyer**. — Magnétomètre de M. **L. Dunoyer**..................... **Établissements Henry Lepaute.**

Appareil de M. **Goutal** pour le dosage de l'oxyde de carbone dans les fers, fontes et aciers. — Analyseur-enregistreur des gaz de foyers système **Brenot** (type électrique et type

hydraulique). — Appareil de M. **Goutal** pour le dosage du carbone total dans les aciers. — Thermomètres à résistances. — Fours électriques. — Lampe à vapeur d'amalgame........................................ **Établissements Poulenc frères.**

Prisme à faces courbes applicable aux spectroscopes et spectrographes. — Nouveau spectrophotomètre................ **M. Ch. Féry.**

Limiteur de fin de charge et de décharge automatique pour batteries d'accumulateurs. — Série de nouveaux conjoncteurs-disjoncteurs pour charge de batteries et mise en parallèle de génératrices. — Conjoncteurs-disjoncteurs et appareils de réglage automatique pour l'éclairage électrique des trains et tramways. — Groupe complet auto-régulateur pour production d'énergie électriqne par moteurs rotatifs à vitesses très variables (moulins à vent, turbines, etc.)........................................ **M. Gabreau.**

Crédence radiologique et un poste d'émission de télégraphie sans fil. — Aspect changeant et le relief dans l'image photographique, procédé de M. **E. Estanave**. — Pompe rotative à air, aspirante et foulante, à gros débit, modèle de laboratoire, entraînée par un moteur électrique.......... **M. G. Gaiffe.**

Appareils de laboratoire à chauffage par l'électricité........ **M. G. Goisot.**

Pendules 400 jours munies de nouveaux perfectionnements : suspension de balancier en métal « Ivar » compensateur de M. **Ch.-Ed. Guillaume**. — Nouveau balancier thermocompensateur........................................ **M. Grivolas.**

Voltamètre, d'après **Hoffmann**. — Électromètre 350 volts, d'après **Braun**. — Appareil de **Thomson** pour démontrer la répulsion exercée sur les masses métalliques se trouvant dans un champ magnétique puissant produit par un courant alternatif. — Redresseur de courant à haute tension. — Isolateurs spéciaux en porcelaine pour tension jusqu'à 100000 volts. — Appareil pour la thermo-pénétration. — Interrupteur à haute tension avec déclenchement automatique à maxima. — Contrôleur-interrupteur. — Parafoudre à jet d'eau........................................ **M. R. Ch. Heller.**

Grand spectrographe de quartz à 2 prismes avec retour par réflexion sur un miroir en métal des miroirs, avec un objectif simple en quartz autocollimtateur de $1^m,20$ de foyer. — Dispositif pour la démonstration du phénomène de **Zeeman**........................................ **A. Hilger.**

Appareils de télémécanique (commande de signaux à distance)........................................ **M. le Baron d'Ivry.**

Générateur d'oxygène à oxygénite pour cinématographes et projections. — Générateur d'oxygène sous pression pour soudure autogène. — Lampe oxylène (**Bérard Rosemberg**) pour cinématographes et projections.................... **M. G.-F. Jaubert.**

Diapasons chronographes. — Diapasons pour l'étude des phénomènes produits par deux sons. — Battements et sons de battements observés directement.................... **M. J. Lancelot.**

Photographies de productions osmotiques.................. **M. S. Leduc.**

Rhéostat universel du Dr **Bergonié**. — Pied universel porte-ampoule. — Localisateur du Dr **Broca**. — Pharyngoscope. — Rectoscope. — Batterie transportable du Dr **Zimmern**. — Dynamagnéto du Dr **Augebaud**........................ **M. G. Lézy.**

| | |
|---|---|
| Lanterne de M. **Estanave** servant à la projection stéréoscopique. — Nouveau mode de projection stéréoscopique en dehors des réseaux lignés. — Epreuves d'un nouveau procédé de photographie en couleurs........................ | M. **E. Mazo.** |
| Appareils de télégraphie multiplex. — Relais monotéléphonique pour télégraphie sans fil.......................... | MM. **Mercadier** et **Magunna.** |
| Appareil servant à l'étude quantitative de la force centrifuge (construit aux ateliers de la Cie Chatillon-Commentry). — Appareil de cours servant à l'étude de la force portante des aimants...................................... | M. **P. Morin.** |
| Microscope microphotographique et microscopes avec nouvelle vis micrométrique pour la mise au point. — Microscope métallographique. — Appareils d'éclairage à fond noir pour ultramicroscopie. — Microscope **Quidor-Nachet** pour la photographie et la microphotographie stéréoscopique.......................................... | M. **A. Nachet.** |
| Appareils pour la stérilisation de l'eau par la lumière ultraviolette.............................................. | M. **Th. Nogier.** |
| Petits accumulateurs pour laboratoires de recherches physiques modèle « type plaques jumelles ». — Modèle monté en batterie celluloïd d'une capacité de 2,5 ampères-heures absolument réduit comme dimensions et poids et parfaitement étanche, permettant un transport facile...... | M. **R. Paillard.** |
| Goniomètre-Réfractomètre autocollimateur de M. **Cheneveau.** — Enregistreur à tambour pour l'étude des points critiques de M. **Coste.** — Détecteurs à contacts solides de MM. **C. Tissot** et **Félix Pellin.** — Microscope pour la mesure des empreintes de billes. — Balance électrostatique et électromètre de M. **Malclès.** — Photomètre physiologique du Dr **Guilloz.** — Mesure des opacités des clichés. Écran formé par deux plaques de transmission glissant l'une sur l'autre, et dont l'ensemble forme un compensateur d'absorption, du Dr **Guilloz**.............................. | M. **Pellin.** |
| 1. *Electricité médicale.* — Règle à calculs quantitométriques du Dr **Guilleminot**, donnant par simple lecture le dosage des rayons X en radiothérapie ou en radiographie. — Fluoromètre portatif. — Nouveaux appareils de protection, cabine et installation intensive (voir Congrès de physiothérapie). — Générateur à haute tension du Dr **Guilleminot.** — 2. *Physique.* — Appareils de M. **Chassagny.** — Magnétomètre. — Electromètre. — Baroscope hydrostatique. — Enregistreur simple. — Appareil pour l'éclairage des galvanomètres. — 3. *Projections.* — Nouveaux modèles de microscopes de projection. — Appareil de projection permettant le changement des vues à distance par commande électrique. — Appareil automatique « Le Circus ». — Nouvel éclairage intensif appliqué aux projections ordinaires et à l'éclairage des phares et projecteurs....... | MM. **Radiguet** et **Massiot.** |
| Stabilisateur automatique pour aéroplane................. | M. **Regnard.** |
| Régulateur à minima pour pressions réduites (modèle de M. **Villiers**). — Régulateur pour pressions réduites à variations périodiques (modèle de M. **Villiers**). — Arc au mercure en quartz (modèle de M. **Pérot**). — Arc au mercure en quartz (modèle de M. **Maurice Claude**). — Trompe à mercure (modèle de M. **Scal**). — Appareils divers............................................ | M. **J. Regnier.** |

Perfectionnements appportés à la construction des anémomètres et des baromètres. — Nouveau transmetteur électrique de niveau à grande distance par un seul fil. — Thermomètre enregistreur pour le contrôle du chauffage dans les trains établi suivant les indications de M. **Sabouret**, Ingénieur en chef à la Cie d'Orléans. — Manivelle dynamométrique pour l'essai des freins, construite à la demande de M. **Sabouret**, pour la Cie d'Orléans. — Levier dynamométrique pour la mesure des efforts aux diverses articulations d'une transmission de mouvement par le procédé de M. **Pernaut**, Sous-Inspecteur du matériel de la Cie d'Orléans. — Nouveaux modèles de voltmètres et d'ampèremètres apériodiques. — Wattmètre à cadran à plusieurs sensibilités. — Indicateur des débits comparatifs des lampes à incandescence. — Ohmmètre à magnéto sous 800 volts allant à 200 mégohms. — Enregistreur à papier sans fin défilant 100mm par minute. — Perfectionnements apportés au Vérascope........ M. **Jules Richard**.

Dispositif de compensation transportable. — Wattmètre électrodynamométrique, petit modèle nouveau pour 5 ampères, 100 et 150 volts, pour raccordement à des transformateurs de mesures et résistances additionnelles. — Transformateur d'intensité de précision, à 3 étendues de mesure, 25, 50 et 100 ampères. — Transformateur de tension de précision, à 10 étendues de mesure pour 12000, 10000, 8000, 6000, 5000, 4000, 3000, 2000, 1500, 1000 volts au primaire et 100 volts au secondaire. — Ohmmètre à magnéto donnant 1000 volts avec voltmètre de contrôle de la tension pour 80 mégohms. — Ohmmètre semblable pour 500 volts. — Ohmmètre semblable pour 250 volts. — Fréquencemètre à deux étendues de mesure, pour 0 à 30 et 30 à 60 périodes. — Ventilateur à ozone fonctionnant sur courant alternatif........ MM. **Rousselle** et **Tournaire**.

Transformateur intensif, interrupteur à mercure, sélecteur d'ondes supprimant l'emploi des soupapes, appareils de mesures et de réglage réunis en un meuble complet pour radiologie et haute fréquence, fonctionnant sur courant continu. — Radioqualitamètre. — Appareil de haute fréquence........ M. **Ropiquet**.

Meuble universel pour électrothérapie à couplage automatique fonctionnant sur courant alternatif monophasé...... M. **Roycourt**.

Dispositif utilisant les deux alternances du courant alternatif monophasé pour alimentation des bobines d'induction........ MM. **Ropiquet**, **Soulier** et **Roycourt**.

Redresseur à jet de mercure fournissant 40 à 50 ampères sous 110 volts pour l'alimentation des appareils utilisant habituellement le courant continu : chargement d'accumulateurs, moteurs, lampes à arc, etc........ MM. **Roycourt** et **Soulier**.

Accumulateur électrique de grande puissance. — Appareils pour mesurer la puissance absorbante des substances poreuses........ M. **J.-H. Russenberger**.

Dispositif de M. **Chéneveau** pour la mesure de l'intensité d'un champ magnétique. — Appareil pour la mesure des très fortes radioactivités par les rayons $\gamma$ très pénétrants, servant également au dosage du radium. — Appareils de

G. **Réveillon** pour l'enseignement professionnel. — Transformateur du courant continu de piles en courants alternatifs triphasés. — Appareil de démonstration des moteurs à champ tournant à l'aide de courants triphasés. — Panneau de démonstration pour le montage des lampes à incandescence sur les circuits parcourus par des courants triphasés. — Transformateur de courant continu industriel en courant alternatif triphasé. — Transformateur du courant continu d'un accumulateur en courant alternatif sinusoïdal monophasé. — Appareil de démonstration pour l'étude des résistances, des rhéostats et la vérification expérimentale de la loi d'Ohm........................ **Société centrale de Produits chimiques.**

Régulateur automatique J.-L. **Routin** s'appliquant aux opérations suivantes : réglage électromécanique des groupes électrogènes, réglage de la tension des groupes électrogènes, compoundage et hypercompoundage, réglage de la tension à l'extrémité des feeders, par survolteur-dévolteur, réglage de la vitesse pour machines quelconques, réglage de la puissance pour moteurs (par exemple pour défibreurs de papeteries), réglage de l'intensité pour fours électriques, etc........................................ **Société industrielle des Téléphones.**

Lampe en quartz pour rayons ultraviolets. — Appareils divers de stérilisation par les rayons ultraviolets................ **Société Westinghouse. Cooper-Hewit.**

Redresseurs mécaniques à mouvement vibratoire utilisant les deux ondes du courant alternatif et débitant 40 à 50 ampères................................................ **M. Soulier.**

Electroscope de M. **Hurmuzescu** pour mesures de radioactivité. — Appareil de M. **Danne** pour la radioactivité. — Actinomètre totalisateur enregistreur de M. **Besson.** — Tube de **Crookes** à grande intensité, etc................ **M. J. Thurneyssen.**

Modèle nouveau de bobine portative de $30^{cm}$ d'étincelle. — Modèle de tableau pour 100 volts. — Nouvel interrupteur. — Protecteur d'ampoules avec diaphragme. — Interrupteur électrolytique. — Quelques ampoules............ **M. W. Watson et Sons.**

Piles hygro-mécaniques pour éclairage sérieux. — Nouveau modèle de Dynaphor.................................. **M. Wilh-Keil.**

---

## SÉANCE DU 15 AVRIL 1910.

PRÉSIDENCE DE M. LUCIEN POINCARÉ.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 18 mars est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 6 mai 1910 :

MM. D'AGUINO (Luigi), Docteur en Physique à Naples (Italie), présenté par MM. Oscar Scarpa et Henri Abraham.
BARROIS (Paul-Louis), Docteur en Médecine à Toulon, présenté par MM. Chuiton et Sandoz.
BERTIN, Directeur de la Compagnie du Gaz européen à Amiens, présenté par MM. Duchaussoy et Buguet.
BILLON-DAGUERRE (Armand-Louis), Ingénieur civil à Asnières (Seine), présenté par MM. F. Ducretet et le baron d'Ivry.
BRONISLAWSKI (Boleslas), Docteur ès sciences, Ingénieur électricien, Répétiteur et Chef de travaux à l'Université de Liége (Belgique), présenté par MM. Ch.-Ed. Guillaume et Henri Abraham.
COUTURIER (Louis-Alexandre), Docteur en Médecine à Trouville-sur-Mer, présenté par MM. Néel et Henri Abraham.
DALOZ (Gaston), Ingénieur électricien à Courbevoie (Seine), présenté par MM. Arnoux et Henri Abraham.
FERRARI (Emilio), Assistant de l'Institut de Physique de l'Université de Modène (Italie), présenté par MM. F. Pellin et Henri Abraham.
GERMAIN (Édouard), propriétaire à Nancy, présenté par MM. le Dr Guilloz et Muller.
IGNATIEFF (Anatole), Assistant de Physique à l'Institut technologique à Tomsk (Sibérie), présenté par MM. Boris Weinberg et Henri Abraham.
JEANCE (Maurice-Jules), Lieutenant de vaisseau à Port-Vendres, présenté par MM. L. Joly et de Broglie.
LAROSE, Ingénieur des Télégraphes à Paris, présenté par MM. E. Carvallo et J. Carvallo.
LAURENT (Louis-Marius), Professeur à l'École Normale d'instituteurs de Mâcon, présenté par MM. Gouy et Henri Abraham.
MERLIN (Jean-Etienne-Louis-Casimir), Aide-astronome à l'Observatoire de Lyon à Saint-Genis-Laval, présenté par MM. Dunoyer et Hackspill.
MIRAMOND DE LAROQUETTE (Francis), Médecin-Major à Nancy, présenté par MM. le Dr Charpentier et le Dr Guilloz.
NACHET (Albert), Constructeur d'instruments de précision à Paris, présenté par MM. le baron d'Ivry et A. Collot.
TWYMANN (Frank), Constructeur d'instruments scientifiques à Londres (Angleterre), présenté par MM. Ch. Drysdale et Ch. Féry.
WHIPPLE (Robert-Stewart), The Cambridge scientific instruments Co à Cambridge (Angleterre), présenté par MM. Ch. Féry et C. Chéneveau.

M. le Président prononce l'allocution suivante :

Nos séances de Pâques ont, s'il est possible, présenté cette année un intérêt encore plus grand que les années précédentes, et j'ai l'agréable devoir de remercier, en votre nom, ceux qui en ont assuré l'éclatant succès.

Nous devons une particulière reconnaissance aux compagnies de chemins de fer qui, grâce à l'obligeante intervention de quelques-uns de nos plus fidèles confrères, ont bien voulu étendre aux familles des membres de province la réduction de 50 pour 100 qu'elles n'accordaient antérieurement qu'à ces membres eux-mêmes.

Cette mesure nous a valu la gracieuse et inaccoutumée présence de nombreuses dames qui, sans doute, s'intéressent à la Physique, mais qui, peut-être aussi, tenaient à accompagner leurs maris durant leur séjour à Paris.

Conduits par le plus aimable des guides, notre confrère Lauriol, qui nous avait donné, au préalable, des explications auxquelles le qualificatif de *lumineuses* convient à tous égards, nous avons visité avec profit les belles usines à gaz du Landy et de Gennevilliers, où M. Rouland, directeur de la Société du gaz de Paris, et M. Masse, directeur de la Société d'éclairage,

chauffage et force motrice, nous avaient réservé le meilleur accueil. L'obligeance de la Compagnie des chemins de fer du Nord, qui avait mis un train spécial à notre disposition, a rendu ces visites encore plus agréables et plus commodes.

Deux savants illustres étaient venus, l'un d'Angleterre, l'autre d'Allemagne, pour exposer devant nous les résultats de leurs recherches les plus récentes; tous deux manient avec une grande aisance et une correction parfaite la langue française, et c'est avec un bien vif plaisir que nous avons entendu l'élégante et claire causerie de M. Poynting et la belle et savante conférence de M. Nernst.

Les précieux concours auxquels nous sommes habitués et qui facilitent, d'une si heureuse manière, l'organisation de notre Exposition ne nous ont pas fait défaut cette année, et, une fois de plus, il nous faut remercier M. le commandant Krebs, directeur des anciens établissements Panhard et Levassor, qui nous a prêté un groupe électrogène de 25 chevaux fournissant du courant continu, M. Dinin qui a mis à notre disposition une batterie d'accumulateurs, MM. Cance et fils qui ont fait les installations électriques.

Quant aux exposants eux-mêmes, dans l'impossibilité où je suis de faire ici un choix et ne voulant pas relire la longue liste qui vous a été distribuée, je suis obligé de me contenter de leur adresser en bloc le témoignage sincère de votre reconnaissance.

Enfin vous ne me pardonneriez pas d'oublier notre éminent secrétaire général, M. Abraham, qui, avec une bonne grâce qui n'a d'égale que sa science, préside à la laborieuse préparation de nos assises scientifiques, et notre excellent agent, M. Sandoz, qui a l'heureux privilège de rester toujours jeune et d'avoir cependant acquis une expérience déjà vieille qu'il sait mettre à profit pour le succès toujours plus grand de notre Exposition.

Nos fêtes ont malheureusement été assombries par un deuil cruel; nous avons perdu celui qui, pendant longtemps, avec un zèle et une habileté inoubliables, avait organisé nos réunions. M. Joubert est décédé subitement le 20 mars dernier.

Il avait succédé en 1880, dans le Secrétariat général, au fondateur de notre Société, d'Almeida, et il occupa ce poste pendant dix années; il prit ensuite la présidence en 1894.

On peut dire qu'il fut en quelque sorte notre second fondateur. Son activité infatigable, sa connaissance parfaite de la science et des savants assurèrent, en les élargissant, le respect des traditions, et quand il s'est effacé pour mieux consolider son œuvre en la rendant impersonnelle, il a laissé à ses successeurs la tâche plus facile de continuer une entreprise établie désormais sur des bases inébranlables.

C'est lui qui a commencé la publication de notre belle collection de Mémoires relatifs à la Physique et il a, lui-même, donné dans cette collection deux Volumes sur l'Électrodynamique.

Il était né à Tours en 1834. Après d'excellentes études classiques, il fut reçu en 1859, le premier de sa promotion, à l'Ecole Normale. Successivement professeur aux lycées de Tours, de Poitiers, de Montpellier, et au collège Rollin à Paris, il donnait partout un enseignement admirable de clarté et d'ordre, orienté dans un sens expérimental et pratique, et qui a laissé des traces profondes dans l'esprit de nombreux élèves. L'activité scientifique de Joubert s'est manifestée en des directions très diverses. D'abord collaborateur de Pasteur, il a signé avec le maître les premiers Mémoires sur la maladie du charbon, sur la septicémie et sur la théorie des germes et ses applications à la Médecine et à la Chirurgie. Dans ses Communications à l'Académie des Sciences, Pasteur rendait un éclatant hommage à la Science et au courage de celui qui s'était attaqué avec lui à ces terribles maladies.

En Physique, Joubert a publié des travaux de premier ordre : sur la phosphorescence du phosphore, sur la diffraction, sur le pouvoir rotatoire du quartz. Il fut l'un des premiers à comprendre l'importance et l'intérêt des courants alternatifs; il en a donné une théorie simple et claire et il a imaginé une méthode aujourd'hui classique pour en mesurer les divers éléments.

Avec son ami Mascart, auquel le liait depuis l'École Normale une étroite amitié, il a écrit ces *Leçons sur l'Electricité et le Magnétisme*, où presque tous les électriciens d'aujourd'hui ont puisé les connaissances théoriques essentielles.

En 1888 il avait quitté l'enseignement pour devenir inspecteur de l'Académie de Paris; il fut nommé inspecteur général en 1893. Dans ces délicates fonctions qu'il a occupées jusqu'à l'an dernier, il avait acquis une autorité incontestée, et l'on peut dire qu'il fut un modèle inimitable. Tous les professeurs admiraient sa science étendue et sûre, son intelligence rapide et pénétrante, et avaient une confiance entière dans la loyauté de son caractère, dans son esprit de bienveillance et de mesure, dans la sagacité de son jugement. Plus que personne, ceux qui ont eu l'honneur d'être ses collègues ressentent profondément la perte que l'Université vient de faire et déplorent d'être désormais privés de ses affectueux conseils.

Modeste jusqu'à la fin, M. Joubert a voulu qu'aucune parole d'adieu ne fût prononcée sur sa tombe; mais si la Société de Physique n'a pu, le jour de ses obsèques, lui rendre l'hommage auquel il avait tant de droits, elle gardera pieusement le souvenir de sa vie tout entière consacrée avec une noble simplicité à la Science et à la pratique du bien.

Nous avons perdu également un autre de nos plus anciens confrères, M. Gréhant, professeur au Muséum. Ancien préparateur et collaborateur de Claude Bernard, il était l'un de ces savants qui continuent à entretenir, d'une manière si avantageuse pour l'une et pour l'autre, d'étroites relations entre la Physique pure et la Physiologie, et il nous avait plusieurs fois fait part de ses belles recherches sur l'intoxication produite par l'oxyde de carbone; de lui aussi nous conserverons un souvenir ému.

*Sur un goniomètre-réfractomètre autocollimateur*, par M. C. Chéneveau. — L'auteur rappelle qu'il est arrivé dans son étude des propriétés optiques des solutions, à cette conclusion que l'ionisation ne paraissait avoir aucune influence sur le pouvoir réfringent du corps dissous.

Les expériences n'ayant été faites que pour des concentrations dont les limites ont varié de $30^g$ à $500^g$ par litre, des expériences sur des dissolutions très étendues ont montré que la loi s'étendait jusqu'à des concentrations de $0^g,5$ par litre.

Pour voir si la loi s'étend jusqu'au corps non dissous, il fallait pouvoir faire les mesures de réfraction sur le corps non dissous, au besoin à l'abri de l'air, et sur une solution assez concentrée, dans les mêmes conditions de précision. Pour réaliser, par la suite, cette expérience, l'auteur a imaginé un appareil autocollimateur qui permet de mesurer les propriétés optiques, réfraction et dispersion, des solides, dans l'air ou dans un liquide, et des liquides ou solutions. Le liquide est placé dans une cuve fixe, disposée au centre de la platine du goniomètre et fermée, du côté de la lunette autocollimatrice, par une bonne glace de verre. Un prisme de verre, par exemple, de 30° environ, tourne dans le liquide, sa face antérieure restant dans le plan de symétrie de l'appareil; le mouvement de ce prisme est solidaire du mouvement du vernier qui glisse sur le cercle divisé complètement protégé, sauf à l'endroit où se trouve le vernier. Une vis micrométrique à règle et tambour divisés donne une plus grande précision pour des mesures différentielles. On annule, en somme, ainsi la déviation

produite par le prisme solide d'angle constant par celle due à un prisme liquide d'angle variable. En appliquant tout simplement la loi de la réfraction, on peut donc facilement déduire l'indice du solide ou du liquide suivant que l'on connaît l'un ou l'autre.

L'essai de l'appareil, qui a été construit par M. Pellin, a été fait avec un crown, un flint et l'eau dans des conditions de précision telles que les demandent les mesures réfractométriques ou spectrométriques actuelles.

L'appareil se prête donc aux mesures d'angle, d'indices et de dispersions de corps solides et liquides, de pouvoirs dispersifs de verres. Il peut même être employé comme spectroscope. Enfin, il peut être utilisé dans un laboratoire d'enseignement pour réaliser un certain nombre de manipulations.

*Sur une méthode simple pour la mesure d'un champ magnétique*, par M. C. Chéneveau. — Étant donnée la petite dénivellation qu'on obtient en plaçant un liquide magnétique, par exemple, dans un champ magnétique, on peut penser gagner en sensibilité en plaçant dans le champ le niveau de séparation de deux liquides de densités voisines, l'un magnétique et l'autre diamagnétique, disposés dans deux gros réservoirs reliés par un tube fin. On peut ainsi obtenir une dénivellation qui permet déjà de voir nettement, sans instrument d'optique, ou de projeter dans un cours, sans dispositif spécial, cet effet appréciable du champ.

Pour avoir une mesure exacte du champ, au point où se trouve le niveau, si le champ est supérieur à 1000 gauss, on peut mettre en communication le dispositif des deux tubes précédents, d'une part avec un petit compresseur, d'autre part avec un manomètre différentiel, et comprimer l'air jusqu'à ce que le niveau soit revenu au même point et à l'équilibre. En d'autres termes, on compense la pression due au champ par une pression, due au compresseur, qui est mesurée par la dénivellation $h$ du manomètre différentiel. On peut ainsi multiplier par 130 environ l'effet produit dans le champ, c'est-à-dire observer $6^{cm},7$ de dénivellation au manomètre au lieu de $0^{cm},05$ dans un champ de 2800 gauss.

L'intérêt de cet appareil, qui ne nécessite pas un dispositif de mesure très précis, est de donner le champ H par une formule simple $H = k\sqrt{h}$, $k$ constante de l'appareil et de mesurer un champ, d'une étendue excessivement petite ou en une région très étroite, qu'il soit ou non uniforme, continu ou alternatif.

*Remarques au sujet de la centrifugation*. — M. Jean Perrin attire l'attention sur les résultats qu'on peut obtenir en réfléchissant à la répartition d'équilibre, que prennent sous l'influence d'une force constante (gravitation, force centrifuge, etc.), les ions et les molécules d'une colonne de solution parallèle à la direction de la force. Il suffit d'appliquer la formule générale

$$\text{Log.}\frac{C}{c} = \frac{W}{RT},$$

où C et $c$ désignent les concentrations en deux niveaux différents, W le travail nécessaire pour faire passer la molécule-gramme de l'espèce considérée de l'un à l'autre de ces deux niveaux, R la constante des gaz parfaits, T la température absolue. Pour les molécules neutres, et dans le cas de la pesanteur, W se réduit au produit $M(1-\alpha)gh$, $h$ étant la différence des niveaux, et $\alpha$ un coefficient inconnu qui exprime ce que devient la poussée d'Archimède à l'échelle de la molécule (par exemple, dans l'eau, pour une molécule d'eau, ce coefficient est égal à 1). Pour un ion, à ce travail de la pesanteur, s'ajoutera en général un travail contre des forces électriques; l'ion le plus inerte, en s'accumulant dans les couches profondes, entraîne en effet avec lui un excès de charge de son signe

jusqu'à ce que la force électromotrice par là développée empêche l'arrivée de nouvelles charges du même signe.

Si l'on élimine la hauteur $h$ entre les trois équations de répartition relatives aux molécules neutres et à chaque sorte d'ions, on obtient : d'une part la loi de variation d'ionisation en fonction de la profondeur, et d'autre part l'expression de la force électromotrice de gravitation (qui n'a aucun rapport avec la différence de potentiel réalisée *en régime variable*, selon la théorie de Nernst, entre deux solutions inégalement concentrées d'un électrolyte).

La loi de variation d'ionisation se trouve identique à la formule empirique proposée par Rudolphi et Van't Hoff pour représenter la loi de dissociation en ions d'un sel en fonction de sa concentration.

*Nouvelle balance à pesées très rapides,* par M. A. COLLOT. — Cette balance est du type à deux colonnes et possède un dispositif spécial pour opérer une pesée complète sans ouvrir la cage.

Les gros poids de $1^g$ à $50^g$ sont placés dans un même plan horizontal et se posent sur un plateau spécial placé en dessous de l'étrier ordinaire. Ceux de $1^g$ et $2^g$ sont formés par des petits cylindres avec cavités coniques en dessous; ceux de $5^g$ à $50^g$ par des anneaux concentriques les uns aux autres.

Tous ces poids peuvent être soulevés en tournant des boutons placés à l'extérieur de la cage, ces boutons indiquent zéro lorsque le poids est placé sur le plateau et sa valeur lorsqu'il est enlevé.

Les décigrammes sont formés par quatre cavaliers manœuvrés également en dehors de la cage par des boutons portant aussi le chiffre zéro ou la valeur du poids.

Le total de tous ces poids est de $100^g$, portée de la balance.

Un amortisseur donne directement les centigrammes, les milligrammes et fractions de milligrammes. Il est chiffré zéro au milieu et 100 à chaque extrémité, ces chiffres sont précédés du signe + ou du signe —

Une tare de $100^g$ est toujours placée sur l'étrier de gauche, et le total des poids sur celui de droite.

Pour effectuer une pesée, l'opérateur vérifie d'abord l'équilibre de sa balance, pose ensuite le corps dans l'étrier, où naturellement il forme surcharge, puis manœuvre les boutons pour enlever une combinaison de poids équivalente à cette surcharge, les chiffres qui paraissent en indiquent la valeur.

Une simple lecture sur les boutons, pendant que les oscillations s'amortissent, donne donc le poids du corps à $1^{dg}$ près; il suffit pour l'obtenir au $\frac{1}{10}$ de milligramme, d'ajouter ou de retrancher, suivant qu'ils son précédés du signe + ou du signe —, les milligrammes et leurs fractions lus directement sur le micromètre.

Il est facile de se rendre compte immédiatement des avantages obtenus avec un appareil ainsi disposé :

Plus de manœuvre des poids avec les mains.

Les poids étant toujours dans l'intérieur de la cage ne se détériorent pas. La cage reste complètement close pendant toute la pesée.

Aucune erreur n'est possible dans la totalisation des poids, puisque les chiffres ne paraissent que lorsqu'ils composent la masse du corps.

La pesée est faite par la méthode de la double pesée. En effet, elle résulte bien de la substitution *du même côté de la balance*, de poids marqués au corps à peser.

Toutes les pesées sont faites sous la charge maximum, donc *sensibilité absolument constante*, condition indispensable dans les balances à lecture directe des derniers poids.

En résumé : rapidité extrême pour l'exécution des pesées avec résultats aussi rigoureusement exacts que possible.

---

## SÉANCE DU 6 MAI 1910.

### Présidence de M. Bertin.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 15 avril est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

M. le Président annonce à la Société la perte douloureuse qu'elle vient de faire en la personne de M. Teploff, Colonel du Génie impérial russe, et adresse à sa famille l'expression de sa douloureuse sympathie.

*Force électromotrice due à la gravitation au sein des électrolytes;* par M. Paul Bary. — Quand, dans un électrolyte, les deux électrodes ne sont pas au même niveau, deux effets peuvent se produire :

1° Un effet direct qui provient du transport matériel qui s'effectue de bas en haut ou de haut en bas, et qui se traduit aux électrodes par une certaine force électromotrice;

2° Un effet indirect qui est causé par les différences de concentration de la solution qui s'établissent lentement du fait de la pesanteur; les deux électrodes plongent alors dans des milieux distincts et présentent une différence de potentiel.

L'auteur s'est proposé de mesurer la grandeur de l'effet direct en prenant une solution de $SO^4Cu$ et deux électrodes de cuivre. Le calcul montre aisément que la force électromotrice s'exprime par

$$e = \frac{Pl}{945}\,\frac{d-d'}{d}\,10^{-6},$$

P étant l'équivalent électrochimique du métal, $l$ la différence de niveau entre les électrodes, $d$ et $d'$ les densités du métal et de la solution. En appliquant cette formule au cas du cuivre, on a

$$e_{Cu} = 3 \times 10^{-6} \text{ volt : cm.}$$

L'expérience directe, faite de diverses manières, a donné des nombres compris entre $17 \times 10^{-6}$ et $24 \times 10^{-6}$, c'est-à-dire 6 à 8 fois plus grands que le calcul ne l'indique; les erreurs d'expériences, bien que relativement grandes, ne peuvent permettre d'expliquer cet écart.

On augmente les effets à observer en utilisant la force centrifuge qui permet de créer entre les électrodes des différences de pression plus grandes que la simple action de la pesanteur, mais il faut alors employer des contacts tournants et l'on ne peut plus aussi facilement inverser les électrodes pour éliminer leur influence propre.

*Étude de l'effet photoélectrique de Hertz pour des radiations de longueur d'onde bien définie;* par M. Eugène Bloch. — Les essais qui ont été tentés par divers expérimentateurs pour classer les métaux par

ordre de pouvoir photoélectrique décroissant n'ont pas donné, jusqu'ici, de résultats concordants. Il faut en voir la raison en premier lieu dans la variabilité du phénomène de Hertz avec les conditions extérieures (pression et nature du gaz environnant, champ électrique, température, degré de poli de la surface) et surtout dans la variation de l'effet avec le temps ou *fatigue* photoélectrique. D'autre part, la nature de la radiation employée paraît devoir jouer aussi un rôle important, et c'est ce que l'auteur s'est efforcé de rechercher.

La source employée a été l'arc au mercure en quartz, dont les radiations sont décomposées par un spectrographe à prismes et lentilles de quartz. On isole au moyen d'une fente celle des radiations qu'on veut recevoir sur le métal chargé négativement. Les métaux étudiés ont été le zinc, l'aluminium, le fer, le cuivre, l'argent, le nickel, le laiton, à des degrés très divers de poli. Les raies auxquelles on s'est surtout attaché sont celles de longueurs d'onde 254, 265, 280, 313 (en $\mu\mu$). Voici quelques-uns des principaux résultats qui ont été obtenus :

1. Si, aussitôt après le polissage, on étudie, pour une raie déterminée, la variation de l'effet en fonction du temps, on constate, suivant les cas, une fatigue progressive, ou au contraire *un accroissement spontané de l'effet*, suivi ultérieurement d'une fatigue. Ce dernier fait, observé à titre exceptionnel sur le zinc amalgamé par Buisson et van Schweidler, existe en réalité pour le zinc, le cuivre, le fer, etc., frottés avec un émeri pas trop fin. On n'a pu l'observer pour l'aluminium.

2. *Les variations de l'effet en fonction du temps ou du degré de poli pour un métal donné sont extrêmement différentes pour les diverses raies.* En d'autres termes, le rapport des courants photoélectriques fournis par deux raies déterminées, loin de rester constant pour un même métal, peut osciller entre des limites très éloignées. Ainsi, pour le zinc et les deux raies 280 et 313, ce rapport peut aller de 6 (et même plus) à 0,50 environ. On en conclut que, dans un groupe de raies, *la raie la plus active sur un métal donné n'est pas toujours la même.*

3. Si maintenant on compare pour les mêmes raies deux métaux différents, on constate que les rapports observés pour l'un et pour l'autre ne sont nullement égaux, ni même compris entre les mêmes limites. Ainsi, pour le zinc, la raie 254 est 2 à 3 fois plus active que la raie 265; pour le cuivre elle l'est au moins 3,5 à 4 fois. Il en résulte cette importante conséquence que l'*ordre de deux métaux dans la liste des pouvoirs photoélectriques peut fort bien s'inverser quand on passe d'une longueur d'onde à une autre.* Il a été possible, par exemple, de réaliser deux échantillons d'aluminium et de zinc, tels que, à un moment donné, le premier fût plus photoélectrique que le second pour la raie 313, et moins photoélectrique pour la raie 280.

Tous ces résultats font ressortir l'intérêt qu'il y a à définir avec rigueur la longueur d'onde de la radiation employée, lorsqu'on se propose de comparer les substances photoélectriques les unes aux autres.

*Sur la mesure de l'indice de réfraction des liquides au moyen du microscope ;* par M. L. Décombe. — La méthode suivante dérive de la méthode de Brewster pour la mesure de l'indice des liquides, mais elle est beaucoup plus précise.

Une lame de verre à faces parallèles sur laquelle repose une lentille plan-convexe est disposée au-dessus d'un point lumineux A. Le liquide à étudier a été introduit entre la lame et la lentille.

Au moyen d'un microscope on pointe successivement les images O' et A' que le système donne :

1° Du point de contact O de la lame et de la lentille;
2° Du point lumineux A.

Soient $\Delta$ le déplacement du microscope, $\nu$ l'indice du liquide. On trouve

$$(1) \qquad \nu = A - \frac{B}{\Delta},$$

A et B désignant deux constantes positives qui, dans le cas particulier où A est à l'infini, ont pour valeurs respectives $A = N$, $B = R$; N et R désignant l'indice et le rayon de courbure de la lentille.

Le coefficient $A = N$, préalablement déterminé par les méthodes goniométriques, peut être supposé exactement connu ainsi que l'indice $\nu_1$ d'un liquide déterminé qui servira à calculer B.

Des deux pointés d'où l'on déduit $\Delta$, le premier, celui sur O', indépendant à la fois des imperfections de la lame, des aberrations de la surface courbe, de la nature et de l'opacité du liquide, est susceptible de beaucoup de perfection; on peut l'effectuer une fois pour toutes au début de chaque série de mesures. La précision dépend surtout du second pointé. La discussion, confirmée par les essais, a montré qu'en lumière monochromatique l'erreur sur l'indice peut être facilement rendue inférieure à 0,001.

Pour perfectionner le second pointé et atteindre une plus grande précision dans la mesure, on pourra employer, au lieu d'une lame plane et d'un verre plan-convexe, deux verres courbes d'indice différent, en contact par leurs sommets, et déterminer les rayons de courbure et les indices de ces verres de manière à rendre minima, ou même s'il se peut, à annuler complètement les aberrations sphériques moyennes.

Le réglage effectué, un seul pointé suffit pour la mesure de l'indice. La méthode n'exige d'ailleurs qu'une *très petite goutte* de liquide et la petitesse de l'épaisseur traversée la rend applicable aux liquides seulement translucides. Enfin le faible volume de la monture permet de communiquer facilement au système optique une température uniforme et constante.

M. Décombe espère pouvoir bientôt présenter un réfractomètre basé sur ces principes.

*Dispositif à contacts électriques régis par la rotation d'un organe mobile autour d'un axe fixe;* par M. L. Décombe. — Le problème suivant se rencontre sous une forme plus ou moins particulière dans la mesure de la vitesse angulaire d'un axe, l'émission de signaux commandés par un organe en rotation, le remontage automatique de mouvements d'horlogerie, etc. :

« *Étant donné un organe animé autour d'un axe d'une rotation uniforme ou variable, fermer le circuit d'une pile sur des appareils déterminés, à des intervalles de temps et pendant des durées proportionnelles à la vitesse de rotation de l'organe.* »

On sait qu'il est très difficile de réaliser un bon contact électrique entre deux pièces métalliques animées l'une par rapport à l'autre d'une vitesse de glissement notable. Il faut établir entre ces pièces une pression relativement élevée donnant lieu à des frottements, des irrégularités et de l'usure.

Pour ces motifs il convient, si le mouvement de l'organe en rotation est délicat, de rejeter la solution consistant dans l'emploi d'une bague, chaussée sur l'axe de rotation, et munie de touches alternativement conductrices et isolantes sur lesquelles s'appuie un balai métallique en relation avec le circuit de la pile et des appareils. On peut aussi observer que cette

solution ne permet pas de modifier la durée relative des contacts par rapport à l'intervalle de temps qui les sépare, condition éminemment favorable cependant et qui s'impose, dans certains cas, d'une manière étroite.

Le dispositif adopté par M. Décombe est le suivant :

Un disque dont la circonférence a été découpée de manière à présenter des arcs de courbe AA', BB', CC', ..., tous inclinés dans le même sens sur les rayons du disque, est fixé sur l'axe de rotation supposé horizontal. Les arcs AA', BB', ... se raccordent angulairement entre eux par de petits fragments de droites dirigés suivant des rayons, de telle sorte que le passage d'un arc au suivant se fasse par une chute radiale brusque. La pente croissante des arcs est dirigée en sens inverse de la rotation.

Deux leviers mobiles, chacun autour d'un axe fixe parallèle à l'axe de rotation, reposent simplement, en vertu de leur poids, et par le moyen d'une goupille en ivoire, sur la périphérie du disque.

Les choses sont disposées de telle sorte que l'une des goupilles échappe le sommet de l'un des arcs un peu avant que l'autre échappe le sommet de l'arc consécutif, et qu'un contact s'établisse à ce moment entre les deux leviers; ce contact dure jusqu'à ce que la seconde goupille échappe à son tour.

Si l'on donne aux arcs AA', BB', ... la forme de spirales logarithmiques, la charge de l'axe demeure constante pendant la rotation. Les dimensions sont calculées de manière que cette charge ne subisse pas non plus de variation au moment où le premier levier vient reposer sur le second. On peut enfin modifier la durée du contact entre des limites relativement étendues par le déplacement des goupilles le long des leviers correspondants.

Ce dispositif très simple permet de réaliser un contact satisfaisant aux conditions exigées ; son fonctionnement est très régulier et sans influence perturbatrice sur le mouvement parfois délicat de l'organe mobile en rotation.

*Méthode de mesure d'un champ magnétique en grandeur et direction; dygographe;* par M. Louis Dunoyer. — La méthode dont il s'agit consiste à mesurer l'angle que font entre eux deux équipages magnétiques de même moment, placés l'un au-dessus de l'autre dans le champ et mobiles autour d'un axe perpendiculaire au champ passant par leur milieu. Si le champ est très grand, l'action mutuelle des deux équipages est négligeable et ils prennent la direction du champ; si le champ est nul, ils se mettent en opposition dans une direction quelconque; pour un rapport convenable entre le champ et leur moment magnétique, ils font entre eux un certain angle $2\alpha$; par raison de symétrie, cet angle est bissecté par la direction du champ [1].

On obtient aisément l'équation d'équilibre du système, soit en écrivant que l'énergie potentielle de l'ensemble est minima, soit en écrivant que l'équilibre est atteint quand, pour chaque aimant, le moment par rapport à l'axe de rotation des forces qui agissent sur lui est nul. Cette équation d'équilibre est

$$(1)\qquad H = \frac{M}{8l^3}\cos\alpha\left[\frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2}+\sin^2\alpha\right)^{\frac{3}{2}}}+\frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2}+\cos^2\alpha\right)^{\frac{3}{2}}}\right]$$

en désignant par :

H le champ magnétique,

(1) Contrairement à ce que pensait l'auteur jusqu'à l'achèvement de son travail,

M le moment magnétique commun des deux équipages,
$h$ leur distance verticale,
$2\,l$ leur longueur.

On remarquera que, pour $\alpha = 0$, la valeur de H est finie si $h \neq 0$; pour des valeurs données des constantes géométriques et magnétique $l$, $h$ et M, le domaine d'application de l'appareil est limité supérieurement. Quand le champ, allant en croissant, atteint une certaine valeur, les deux équipages prennent l'un et l'autre sa direction et la conservent pour toutes les valeurs du champ plus grandes.

L'étude détaillée de la fonction de $\alpha$ qui figure au second membre de l'équation (1) conduit à des résultats intéressants :

1° Si $\frac{h}{2l}$ est très petit;

2° Si $\frac{h}{2l}$ est assez grand, supérieur à 2 par exemple.

Le premier cas conduit à un appareil de mesure des *variations* du champ extrêmement sensible. L'auteur compte y revenir prochainement.

C'est du second cas qu'il entretient la Société. Le calcul numérique montre que si l'on écrit l'équation (1) sous la forme

$$H = \frac{M}{8l^3}\cos\alpha\left[A + f\left(\alpha, \frac{h^2}{4l^2}\right)\right],$$

la fonction $f$ reste petite pour les valeurs de $\frac{h}{2l}$ supérieure à 2. Voici les résultats numériques; les cases du Tableau contiennent les valeurs de la quantité $A + f(\alpha)$, qui reste sensiblement constante :

| | $\frac{h}{2l} = 1.$ | $\frac{h}{2l} = 2.$ | $\frac{h}{2l} = 3.$ | $\frac{h}{2l} = 4,$ |
|---|---|---|---|---|
| $\alpha = \overset{\circ}{0}$ ........ | 1,35350 | 0,21445 | 0,06866 | 0,029892 |
| $\alpha = 10$ ........ | 1,31808 | 0,21383 | 0,06862 | 0,029886 |
| $\alpha = 20$ ........ | 1,23410 | 0,21239 | 0,06851 | 0,029870 |
| $\alpha = 30$ ........ | 1,14750 | 0,21073 | 0,06839 | 0,029853 |
| $\alpha = 40$ ........ | 1,09553 | 0,20966 | 0,06831 | 0,029842 |
| $\alpha = 45$ ........ | 1,08866 | 0,20950 | 0,06830 | 0,029840 |
| Moyennes... | 1,20623 | 0,21176 | 0,06846 | 0,029864 |

Les écarts relatifs des valeurs de la fonction $A + f(\alpha)$ à sa valeur moyenne sont dans les différents cas moindres que

$$0,12, \quad 0,013, \quad 0,003, \quad 0,001.$$

Comme on le voit d'après ces valeurs numériques, la proportionnalité entre le champ et $\cos\alpha$ peut être rendue aussi rigoureuse qu'on veut,

---

la méthode n'est pas nouvelle, mais seulement la manière dont elle a été utilisée dans ce qui suit, en particulier dans le dygographe. M. Bidlingmaier a publié dans les comptes rendus des travaux de l'expédition antartique allemande de 1901-1903 (t. V, fasc. 1) une importante étude sur *le compas à double rose, sa théorie et sa pratique.*

à la condition que le champ soit suffisamment uniforme. Deux petits barreaux de $1^{cm}$ de longueur, suspendus à des fils de cocon sur la même verticale à $4^{cm}$ l'un de l'autre, permettront de mesurer, avec la précision du millième, les champs inférieurs à o,3 C. G. S.

On peut étendre beaucoup le champ d'application de la méthode en compensant le champ à mesurer par un champ connu et en employant le dispositif des deux équipages pour vérifier, et alors avec une très grande précision, que la compensation est effectuée. Le dispositif se prête à des applications très variées. L'auteur étudie actuellement un appareil d'enregistrement qui donnera à la fois la grandeur et la direction de la composante horizontale du champ terrestre.

L'appareil qu'il a appelé *dygographe*, parce qu'il trace les courbes auxquelles l'usage maritime a donné le nom de *dygogrammes*, fournit aux navires, pour tous les cas où la force directrice moyenne est suffisante, *le moyen d'effectuer la compensation de leurs compas en un temps minimum, et sans observations extérieures.* De plus le dygogramme obtenu et daté est un document complet et faisant image pour l'histoire magnétique du navire. Il est, en effet, de plus en plus reconnu par tous les marins que l'état magnétique de beaucoup de navires est, en certains points, soumis à de perpétuelles fluctuations qu'il est essentiel de pouvoir suivre facilement.

Les deux équipages magnétiques sont formés chacun de huit aiguilles d'acier, de $4^{cm}$ de longueur, disposées en cylindre. Les aiguilles sont choisies au hasard dans un lot d'aiguilles identiques, coupées dans le même fil d'acier, aimantées de la même manière. Les petites différences qu'elles présentent entre elles se compensent pratiquement d'une manière suffisante. Le dispositif permet d'ailleurs, d'une manière très simple, de contrôler à tout instant que l'écart des deux moments magnétiques ne dépasse pas une tolérance fixée, par le calcul et l'expérience, à 4 pour 100. Il suffit de mesurer l'angle des positions occupées par la bissectrice de l'angle des équipages quand on inverse leur disposition respective (celui de droite passant à gauche). Cet angle ne doit pas dépasser 5°.

Les deux équipages sont munis chacun :

1° D'un flotteur en verre pourvu d'une chape; ce flotteur plonge dans un godet plein de mercure au fond duquel se trouve le pivot qui supporte la chape; la sensibilité du pivotage est ainsi extrêmement grande;

2° D'une longue aiguille de verre, parallèle aux aiguilles aimantées et peinte à l'une de ses extrémités (nord) en blanc.

Les équipages sont disposés l'un au-dessus de l'autre dans une caisse cylindrique en laiton fermée en haut et bas par des glaces transparentes. Sur la glace inférieure repose une couronne périphérique, en glace argentée. Elle permet de placer l'œil dans le plan vertical passant par une aiguille de verre; il suffit de placer l'œil de manière à voir en superposition l'aiguille et son image.

Le godet inférieur est monté sur une tige à crémaillère qui permet de donner à la distance des équipages une valeur convenable; il faut en effet que leur angle ne soit ni trop grand ni trop petit. Les dimensions de l'appareil sont telles que le rapport $\frac{h}{2l}$ reste toujours compris entre 2 et 3.

Au centre de la glace supérieure, on peut visser un bouton molleté, autour duquel tournent librement deux alidades de laiton. Deux autres tiges de laiton articulées avec les premières forment avec celles-ci un losange déformable dont le sommet opposé au bouton porte un petit crayon. La pointe de ce crayon peut être appuyée, soit à la main pour un tracé discontinu, soit d'une manière permanente au moyen d'un cliquet, sur une

feuille de carton appliquée sur la glace et un peu moins grande, pour permettre la visée des aiguilles de verre. On amène chaque alidade au-dessus d'une aiguille. Le vecteur ayant pour origine le centre de la glace et pour extrémité la pointe du crayon, est dirigé parallèlement au champ et lui est proportionnel, puisqu'il est proportionnel au cosinus du demi-angle des alidades. La pointe du crayon trace donc le dygogramme.

L'auteur montre alors comment, le dygogramme étant tracé, on peut effectuer très rapidement la compensation par des correcteurs de fer doux et des aimants. Le dygographe permet aussi d'effectuer, d'une manière très simple, l'étalonnage des correcteurs dont on dispose, ce qui augmente encore beaucoup la rapidité et la sûreté des opérations. Le dygogramme obtenu après compensation permet d'obtenir, si la compensation n'a pas été absolument rigoureuse, le Tableau des déviations restantes.

L'appareil permet donc, soit de faire à la mer des mesures absolues de déclinaison et d'intensité, comme le « double compas » de M. Bidlingmaier, soit de tracer rapidement les dygogrammes qui fournissent, sous une forme rigoureuse et expressive, les renseignements les plus complets sur le magnétisme du navire.

---

## SÉANCE DU 20 MAI 1910.

PRÉSIDENCE DE M. D'ARSONVAL.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 6 mai est lu et adopté.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 3 juin 1910.

MM. CHABRIER, Professeur au Lycée de Bordeaux, présenté par MM. A. Duffour et Henri Abraham;
NERNST (Dr W.), Professeur à l'Université de Berlin (Allemagne), présenté par MM. Bertin et Henri Abraham;
SOLDATENCOW (Basile), Lieutenant de la Marine impériale russe, Attaché à l'Ambassade impériale de Russie à Rome, présenté par MM. le baron Prévost et Henri Abraham.

M. le PRÉSIDENT fait part à la Société de la perte douloureuse qu'elle vient d'éprouver en la personne de M. BERNARD BRUNHES, professeur à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme. M. Brunhes, décédé subitement le 10 mai, nous a été enlevé en pleine activité scientifique; il laisse d'importants travaux de Physique et de Météorologie générale; sa perte sera vivement ressentie par tous ceux qui l'ont connu. M. le Président adresse à sa famille l'expression de la vive sympathie des membres de la Société de Physique.

M. le PRÉSIDENT annonce que le *IIe Congrès international du Froid* se tiendra à Vienne, du 6 au 11 octobre prochain, sous la présidence du professeur Exner et de M. Brosche, sous-secrétaire d'État.

Les adhésions françaises sont reçues au siège de l'Association international du Froid, 10, rue Denis-Poisson, à Paris.

*Les courbes de saturation dans l'effet photoélectrique de Hertz;* par M. Eugène Bloch. — On sait que, dans les cas ordinaires d'ionisation des gaz, le courant croît moins vite que la différence de potentiel qui lui donne naissance, et qu'il tend vers un maximum appelé *courant de saturation*. La courbe correspondante présente un palier horizontal qui ne se relève qu'au moment où l'ionisation par chocs intervient pour amorcer la décharge disruptive.

Dans le cas de l'effet photoélectrique de Hertz, la courbe obtenue présente un caractère analogue, à cela près qu'une véritable saturation n'est jamais atteinte et que la courbe continue à monter perpétuellement avant même la période d'ionisation par chocs.

L'auteur a pu vérifier le fait en éclairant le métal chargé négativement par une radiation de longueur d'onde bien définie, et en se servant de l'appareil décrit dans une précédente Communication (¹). Il donne des nombres relatifs à la raie 313 de l'arc au mercure et au zinc. La forme de la courbe de saturation varie avec la longueur d'onde employée et avec l'état de fatigue de la surface du métal. Un champ magnétique transversal, *à la pression ordinaire*, abaisse la courbe sans changer sensiblement sa forme.

La forme générale des courbes peut être expliquée entièrement par la théorie. Cette théorie, fondée sur la considération de la diffusion vers le métal éclairé des ions produits dans le gaz par les électrons de l'effet photoélectrique, a pu être poussée jusqu'au bout grâce aux précieuses indications de M. Langevin. Elle conduit à une forme théorique de la courbe de saturation que l'expérience confirme avec la précision même des mesures (c'est-à-dire au $\frac{1}{100}$).

On peut aller plus loin. La théorie permet de calculer le parcours moyen $\lambda$ que les électrons sortis du métal parcourent librement dans le gaz avant d'être arrêtés par les molécules gazeuses et de devenir des ions négatifs ordinaires. On peut prévoir que ce parcours est un multiple peu élevé du libre parcours moyen $\lambda'$ d'un corpuscule dans le gaz déduit de la vitesse d'agitation thermique. Effectivement les mesures photoélectriques donnent pour le premier nombre $\lambda = 2,5 \times 10^{-4}$ alors que la théorie cinétique des gaz donne pour le second $\lambda' = 0,5 \times 10^{-4}$.

Enfin on peut faire aussi, d'après M. Langevin, le calcul de la correction à introduire dans les formules précédentes pour tenir compte de l'action d'un champ magnétique transversal. Cette correction, rapprochée de la variation expérimentale, permet de calculer la vitesse d'émission des corpuscules photoélectriques. On trouve ainsi un nombre voisin de $4 \times 10^7$, c'est-à-dire en bon accord avec celui que Lenard a déduit directement de ses expériences classiques sur l'effet photoélectrique dans le vide.

Ces résultats paraissent justifier entièrement la théorie exposée.

*Tissus chauffés par l'électricité* (procédés C. Herrgott), par M. d'Arsonval. — M. d'Arsonval présente de la part de M. Herrgott (de Belfort) des tissus chauffants par l'électricité. Ces tissus sont caractérisés par ce fait que c'est leur *trame* même qui contient le fil chauffant en nickel pur. Le tissage se fait comme pour les tissus ordinaires; les fils voisins sont au même potentiel et de ce fait les courts-circuits ne sont pas à craindre.

Ce fil électrique peut être tissé ou tricoté directement comme un fil ordinaire. Les applications en sont nombreuses tant à l'industrie (filtres chauffants pour les corps gras par exemple) qu'à la thérapeutique pour laquelle la maison Gaiffe établit des tissus pouvant chauffer (à tel degré qu'on désire) telle ou telle partie du corps.

---

(¹) *Voir* le *Bulletin* de la séance du 6 mai 1910, p. 44.

*Nouveau mode de métallisation* (procédés Schoop), par M. D'ARSONVAL. — M. d'Arsonval présente de la part de M. Schoop (de Zurich) un procédé de métallisation de tout objet à froid.

Le procédé s'applique pour le moment aux métaux facilement fusibles : plomb, étain, aluminium.

Il consiste essentiellement à fondre le métal et à le laisser écouler par une fine tuyère sous la pression d'un gaz inerte (azote, hydrogène, etc.) comprimé à 25 atmosphères qui le réduit en un brouillard métallique très ténu qui se dépose sur l'objet, *presque à froid*, sous forme d'une plaque consistante plus ou moins épaisse suivant la durée de la projection.

STABILITÉ DES AÉROPLANES. — GYROACCÉLÉROMÈTRE. — M. BRILLOUIN dépose une brochure sur la *stabilité des aéroplanes*, où sont réunis des articles parus en 1909 dans la *Revue de Mécanique* et deux Notes de 1905 et 1908 aux *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*. A l'époque où ces recherches ont été entreprises (avant les premiers vols de quelque durée), les données soit théoriques, soit expérimentales sur la résistance de l'air se réduisaient à fort peu de chose. Depuis 2 ans les efforts multipliés des expérimentateurs ont commencé à fournir des résultats nombreux et importants, malgré les critiques auxquelles sont exposées les diverses méthodes expérimentales.

Résumant la Note de 1908, M. Brillouin donne une idée du nombre des fonctions qu'il faudrait connaître pour savoir ce qu'est la résistance d'un corps de forme déterminée en mouvement hélicoïde permanent. Pour l'étude de la stabilité, il faudrait en déduire la forme d'une famille de surfaces métacentriques, chacune à deux nappes. On ne peut, actuellement encore, déterminer que l'*intersection* d'*une* des nappes de la surface correspondant à la *translation dans le plan de symétrie*, pour des *plans* résistants de grande envergure, tous perpendiculaires au plan de symétrie. C'est peu, mais cela est déjà instructif et fournit des indications sur les conditions auxquelles doivent satisfaire les organes mobiles pour que leur mise en action ne soit accompagnée d'aucune oscillation.

Les courbes calculées ou construites montrent que, suivant la position du centre de gravité, il peut y avoir 1, 2 ou 3 attitudes stables, et autant d'instables. *L'existence possible d'attitudes stables autres que l'attitude de service courant est très dangereuse;* un coup de vent peut en effet faire passer de l'attitude de service à la deuxième ou à la troisième attitude stables, sans que la manœuvre des gouvernails soit capable de ramener à l'attitude normale. La route permanente relative à la nouvelle attitude peut être très différente de la première, surtout si (comme il est très probable) des circonstances analogues se présentent pour les inclinaisons latérales; dans ce cas la route descendante en hélice de pas très court devient fatale et irrémédiable (Note de 1905 et Compléments de 1909). Il serait donc de la plus haute importance de recueillir sur les aéroplanes en service des documents relatifs à leur stabilité. Dans ce but, M. Brillouin a fait construire par la Société Lepaute un gyroaccéléromètre, dont il donne le principe; c'est un instrument qui mesure l'accélération angulaire autour d'un axe déterminé, à l'exclusion de trois accélérations de translation, et des deux autres accélérations de rotation (modèle présenté : déviation de 2° pour une accélération de 10° en une seconde). Avec un tel instrument rendu enregistreur, il sera facile de déterminer les neuf constantes qui définissent la stabilité dynamique étroite d'un aéroplane en service, et par conséquent de définir avec précision le bénéfice ou le danger de telle ou telle modification, que l'on croit quelquefois sans importance. L'appareil fonctionne sous les yeux des membres de la Société. Installé sur un disque animé d'un mouvement uniformément accéléré, l'aiguille prend brusquement sa dévia-

tion dès le début du mouvement (vitesse angulaire très petite) et s'y maintient tant que dure le mouvement, même à la vitesse finale de 5 ou 6 tours par seconde).

---

## SÉANCE DU 3 JUIN 1910.

PRÉSIDENCE DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 20 mai est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 17 juin 1910.

MM. CROMMELIN (C.-A.), D[r] ès sciences, Conservateur du Cabinet de Physique « Natuurkundig Laboratorium », à Leyde (Hollande), présenté par MM. Albert Perrier et Henri Abraham.

HERRGOTT (Joseph-Michel-Camille), Ingénieur mécanicien et électricien à La Sablière au Valdoie (territoire de Belfort), présenté par M. Ch. Zetter et G. Gaiffe.

HOLST (G.), Assistant au « Natuurkundig Laboratorium », à Leyde (Hollande), présenté par MM. Albert Perrier et Henri Abraham.

*L'ionisation des gaz par voie chimique, par* MM. M. DE BROGLIE et L. BRIZARD. — M. DE BROGLIE expose les résultats des recherches qu'il a poursuivies avec M. Brizard et qui les ont conduits à conclure qu'en général le bouleversement moléculaire dû à la réaction chimique, quand il n'entraîne pas de phénomènes secondaires (haute température, incandescence, éclatement de surfaces liquides ou solides, etc.), n'a pas tendance par lui-même à produire l'ionisation du gaz environnant (1).

Un très grand nombre de réactions ont été examinées au moyen des procédés suivants : condensateur plan dans un espace clos, condensateur cylindrique à courant gazeux et surtout dispositif ultra-microscopique en présence d'un champ électrostatique.

L'expérience a montré que les réactions à froid entre gaz et vapeurs, qui produisent en présence de l'air humide les fumées des chlorures de métalloïdes, du gaz chlorhydrique, des acides fumants et de l'anhydride sulfurique, ne mettent en jeu aucune charge électrique et qu'il en est de même pour les actions sur l'ammoniac, du chlore, de l'acide chlorhydrique (fait antérieurement connu, mais qui est absolument général), de l'acide azotique et même de l'ozone, ainsi que des décompositions par voie sèche qui se produisent sans élévation trop grande de température et sans éclatement de cristaux.

Au contraire, les réactions accompagnées d'incandescence, haute température, déchirement de surfaces cristallines ou de liquides actifs par

(1) Voir *Comptes rendus*, 1[er] juin, 22 novembre, 1909; 18 avril, 1910.

barbotage, donnent naissance à des centres chargés; certaines réactions, comme la formation de l'acide sulfurique à partir de l'anhydride, sont nettement accompagnées ou non d'ionisation suivant qu'elles se produisent ou non dans les conditions indiquées.

A propos de l'ionisation par combustion, l'auteur signale en outre (¹) qu'il a mesuré le rapport des mobilités des ions produits par la flamme de l'oxyde de carbone et des ions produits par le radium ; ce rapport, égal à 1,21 pour les ions + et à 1,70 pour les ions, — tandis qu'il est de l'ordre de 1000 pour les flammes hydrogénées, conduit à regarder les agglomérations envisagées comme identiques.

*Les spectres de dissociation et leurs propriétés générales;* par M. A. de Gramont. — M. A. de Gramont expose sommairement les résultats généraux qu'il a obtenus dans ses travaux sur les spectres de dissociation, recherches dont les premières publications remontent à 1894 et qui portaient alors sur la région visible du spectre seulement, et qu'il a continuées depuis par la photographie dans tout l'ultra-violet. Plus récemment, grâce à l'emploi des plaques panchromatiques, il a contrôlé et repris l'étude de toute la région visible, par la photographie jusqu'à $\lambda$ $700^{\mu\mu}$ environ dans le rouge.

L'étincelle de décharge d'une capacité donne, comme on le sait, un spectre de lignes du métal, ou des métaux de l'alliage, entre lequel elle jaillit. M. de Gramont a reconnu que l'étincelle du secondaire d'une bobine d'induction dans lequel est intercalée une capacité de 0,003 à 0,015 de microfarad éclatant entre des minéraux conducteurs ou volatilisables, des produits métallurgiques ou des sels fondus, fournit de véritables *spectres de dissociation*, où, non seulement les métaux, mais aussi les métalloïdes sont représentés par leurs spectres de lignes individuels. Il a pu, par cette méthode, obtenir à l'air libre et sans l'emploi de tubes de Plücker, les spectres des métalloïdes, par l'étincelle directe, soit sur ceux-ci sans les enflammer, comme pour le soufre, le sélénium, l'arsenic, soit sur leurs sels fondus, comme pour le phosphore, le chlore, l'iode, etc. En supprimant la condensation, les spectres des métalloïdes disparaissent, et seules quelques raies brillantes des métaux subsistent; dans les composés solides, elles se détachent sur un fond lumineux dû à l'incandescence des pôles, dans les sels fondus elles peuvent être accompagnées de bandes dues à la molécule du sel lui-même, non ou incomplètement dissocié. L'addition d'une self-induction dans le circuit de décharge produit une élimination analogue dans le spectre, mais les lignes persistantes restent très brillantes; pour la plupart, ce sont celles de l'arc; aussi les spectres de la majorité des métalloïdes, ne donnant pas de spectres d'arc, disparaissent-ils dans l'étincelle oscillante.

A l'appui de cette Communication sont projetés des dessins schématiques ou des photographies des spectrographes employés pour ces recherches, puis les clichés directs montrant, dans les composés solides ou en fusion, les spectres de lignes du soufre, du sélénium, du tellure, du chlore, du brome, du silicium, du carbone et de minéraux avec ou sans emploi de la self-induction. L'auteur exposera, dans une prochaine séance, ses recherches sur les raies ultimes et sur l'analyse quantitative.

*Sur la biréfringence magnétique des liquides aromatiques,* par MM. A. Cotton et H. Mouton. — Depuis leur Communication de 1907 (séance du 17 novembre, fasc. 4, p. 67*), où ils ont signalé qu'un certain nombre de

(¹) Voir *Comptes rendus*, 30 mai 1910.

liquides organiques purs deviennent biréfringents dans le champ magnétique, MM. Cotton et Mouton ont poursuivi leurs recherches sur ce phénomène.

Ils décrivent d'abord sommairement le dispositif expérimental qu'ils emploient actuellement. La partie essentielle est un gros électro-aimant Weiss (projection), construit par Œrlikon, dont les noyaux ont $17^{cm},5$ de diamètre, instrument particulièrement précieux pour les recherches dont il s'agit, où il faut le plus souvent avoir un champ à la fois intense et étendu dans une direction. Une autre photographie montre l'ensemble de leur installation; la partie optique est toujours la même que dans leurs recherches antérieures sur les colloïdes : les rayons sortis de l'arc au mercure traversent une lentille, une cuve absorbante, un polariseur orienté à 45° des lignes de force, le liquide à étudier, une lame quart d'onde pour la lumière employée et enfin un analyseur à pénombres, la mesure de la biréfringence étant ramenée à celle d'un pouvoir rotatoire. Quelques-unes des cuves qui ont servi dans les recherches sont présentées à la Société. Ces tubes sont toujours fermés par des couvre-objets convenablement disposés (projection) pour éviter les effets de la trempe du verre.

Avec ce dispositif, MM. Cotton et Mouton ont étudié d'autres liquides que ceux qui leur avaient servi dans leur premier travail. Ils indiqueront ultérieurement les résultats de cette étude qu'ils poursuivent actuellement, grâce à l'obligeance de plusieurs chimistes qui ont mis à leur disposition des composés de structure intéressante. (Il suffit à la rigueur de quelques gouttes d'un liquide pour l'examiner dans le champ, mais une dizaine de centimètres cubes sont utiles si l'on veut faire une mesure dans les meilleures conditions en utilisant les plus grandes pièces polaires). Dès à présent on peut dire que ces expériences confirment un résultat déjà indiqué. Tous les liquides organiques étudiés, dont la molécule renferme un ou plusieurs noyaux benzéniques ou des noyaux analogues avec doubles liaisons, présentent une biréfringence magnétique, à l'encontre de ce qu'on observe avec les composés de la série grasse, par exemple, et la biréfringence est toujours positive ([1]). Cette influence de la structure chimique, ainsi que la proportionnalité de la biréfringence au carré du champ (projection) constituent les deux premiers faits qu'une théorie de ce phénomène doit expliquer. M. Voigt a été conduit, comme on sait, à prévoir comme un fait général l'existence de la biréfringence magnétique. Mais la théorie qu'il a proposée ne rend pas compte sous sa forme actuelle du rôle prépondérant joué dans ce phénomène par la structure moléculaire. Aussi, MM. Cotton et Mouton admettent de préférence l'explication d'après laquelle cette biréfringence est due à l'orientation moléculaire. Chaque molécule, anisotrope, serait soumise à un couple proportionnel au carré du champ, auquel viendrait s'opposer le mouvement thermique tendant sans cesse à déranger cette orientation. Pourquoi alors les composés aromatiques se distingueraient-ils à ce point de vue? Ce serait, ou bien que leurs molécules s'orientent mieux que celles des composés de la série grasse, ou bien que leur anisotropie optique est plus marquée. Comme les cristaux, même des substances appartenant à la série grasse, s'orientent dans le champ magnétique, c'est plutôt l'anisotropie optique qui paraît devoir jouer le rôle principal. Les recherches ultérieures sur des cristaux permettront peut-être de voir s'il en est bien ainsi. Il conviendra, en particulier, d'étudier la biréfringence de ces cristaux en dehors et en dedans du champ magnétique, en se rapprochant autant que possible de ces bandes d'absorption ultra-violettes remarquables que présentent tous ces composés aromatiques (Stark et Hartley).

---

([1]) Le sulfure de carbone est toujours le seul corps non organique pour lequel on ait observé une biréfringence, et elle est négative.

Sur quelques corps convenablement choisis, l'étude qui a été faite d'abord de la manière dont le phénomène varie avec la longueur d'onde, puis de l'influence de la température, a apporté des faits d'accord avec l'explication proposée.

*Longueur d'onde.* — Cette étude a été limitée jusqu'à présent au spectre visible; on a eu simplement à choisir convenablement l'analyseur et les quarts d'onde employés. Les détails nécessaires seront donnés dans un travail plus étendu. La biréfringence magnétique de la nitrobenzine subit d'un bout à l'autre du spectre une variation représentée par une courbe régulière (projection), analogue à celle qu'on obtient pour le quartz, mais un peu plus rapide du côté des petites longueurs d'onde. Or, *cette variation est la même que celle de la biréfringence électrostatique.* MM. Cotton et Mouton ont en effet étudié par le même procédé le phénomène de Kerr dans la nitrobenzine [1] en utilisant des champs alternatifs de faible voltage. Dans un travail important paru récemment, MM. Skinner et Mc Comb ont trouvé que cette relation simple se vérifiait aussi dans le cas de huit autres liquides différents qu'ils ont étudiés avec soin pour onze radiations comprises dans le spectre visible. Or on comprend aussitôt que les deux dispersions doivent être les mêmes si, dans les deux cas, l'action du champ consiste à orienter les molécules.

Il existe une relation, au moins une relation approchée, entre cette variation commune des deux biréfringences avec la longueur d'onde et la variation correspondante de l'indice de réfraction $n$ mesuré en dehors du champ magnétique. Les recherches de MM. Skinner et Mc Comb sur les différents liquides qu'ils ont étudiés, celles que MM. Cotton et Mouton avaient faites indépendamment (principalement sur la nitrobenzine) sont en effet d'accord avec une relation proposée par Havelock : d'après cette relation, la différence $n' - n''$ des indices principaux de la substance devenue biréfringente est proportionnelle à l'expression $\frac{(n^2-1)^2}{n}$ où $n$ est l'indice, pour les mêmes radiations, de la même substance prise à l'état isotrope. Havelock avait été conduit à cette formule par une théorie où il admettait que la biréfringence était causée par un changement dans la *distribution* de particules supposées isotropes. Cette hypothèse soulève des difficultés qui se rapportent au signe même des biréfringences observées. Mais on arrive à la même relation par des calculs presque identiques en admettant au contraire que les molécules sont isotropes, mais qu'elles s'orientent; certains arguments donnés par Lorentz et Larmor, d'autres tirés des propriétés des cristaux liquides de Lehmann, montrent bien que l'arrangement des particules élémentaires ne joue pas un rôle essentiel dans la biréfringence.

*Température.* — Les appareils qui ont servi à l'étude de l'influence de la température et qui peuvent être utilisés pour des recherches analogues de polarimétrie sont présentés à la Société. L'étude de la nitrobenzine entre 6° et 54°, celle du salol fondu ou surfondu entre —17° et + 50°, celle du bétol.... ont montré (projections) que la biréfringence décroît nettement quand la température s'élève, que la loi de variation n'est pas la même pour tous les corps, que cette loi n'est pas modifiée lorsque le corps devient très visqueux, et qu'enfin un corps à l'état vitreux possède encore

[1] Ces mesures ont montré que la loi de Kerr s'applique à la nitrobenzine (projection) et que sa biréfringence est, dans les conditions de l'expérience, 98 fois plus grande que celle du sulfure de carbone.

la biréfringence magnétique. On se rend compte facilement du premier fait en considérant que l'agitation moléculaire qui croît avec la température s'oppose à l'orientation des molécules; du second, en remarquant que la biréfringence ne renseigne que d'une manière indirecte sur l'orientation, et que les indices mesurés en dehors du champ ont pour les différents liquides des lois de variation différentes; enfin, dans les corps solides à l'état vitreux, les molécules ne sont pas immobiles et peuvent encore s'orienter.

Ici encore l'étude correspondante du phénomène électrostatique a été faite pour la nitrobenzine. On a étudié sa biréfringence électrique entre 4° et 56° (projections). Sa variation thermique est plus rapide encore que celle de la biréfringence magnétique du même corps; mais si l'on tient compte de ce que la constante diélectrique, très élevée pour la nitrobenzine, décroît rapidement quand la température s'élève, on trouve, en utilisant les résultats d'Abegg et Seitz, que le parallélisme entre les deux phénomènes paraît se poursuivre encore à ce point de vue.

Les recherches sur la biréfringence magnétique peuvent donc, d'une part, rendre quelques services aux chimistes, et, d'autre part, elles paraissent fournir un argument sérieux pour cette hypothèse de l'orientation moléculaire par un champ directeur que plusieurs physiciens avaient déjà envisagée à propos de questions analogues. L'existence de cette biréfringence dans des composés qui sont diamagnétiques soulève ainsi une question importante, celle de l'orientation, par un champ magnétique, d'une molécule diamagnétique et celle de la variation avec la température des coefficients d'aimantation de certaines substances diamagnétiques. MM. Cotton et Mouton donnent quelques détails sur ces points dans un Mémoire plus étendu (¹), où ils montrent notamment que la théorie de Langevin, avec une légère modification (diamagnétisme anisotrope), peut rendre compte de l'orientation d'une molécule diamagnétique.

*Images stéréoscopiques à aspect changeant;* par M. E. Estanave. — Les communications précédentes ont montré que l'on pouvait obtenir sur une même plaque soit l'effet stéréoscopique, soit l'aspect changeant (attitudes différentes d'un même sujet), suivant que le réseau tracé sur la face opposée à l'émulsion a ses raies disposées verticalement ou horizontalement.

L'auteur a été amené à combiner ces deux effets sur une même plaque photographique munie d'un réseau quadrillé, à lignes horizontales et verticales; pour une position convenable de l'observation, les lignes verticales font le triage des deux images de chaque couple stéréoscopique, chaque œil ne percevant que l'image qui lui correspond; une légère oscillation de la plaque autour d'un axe horizontal permet de substituer l'un à l'autre les deux aspects différents successivement enregistrés sous forme de couples stéréoscopiques, l'observateur voyant ainsi une image stéréoscopique et cinématographique à deux phases, d'un très curieux aspect, particulièrement applicable à la publicité lumineuse, d'autant plus que, dans des conditions appropriées, elle se prête à la projection sur un écran spécial.

Dans les spécimens présentés, il a été fait usage d'une trame à 40 lignes au centimètre donnant pour la surface utilisée $8 \times 10^{cm}$ le nombre de 128000 cases à chacune desquelles correspondent 4 éléments d'image, soit 512000 éléments.

---

(¹) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8ᵉ série, t. XIX, févr. 1910, p. 155 et t. XX, juin 1910, p. 194. — Note sur l'étude et l'emploi des quarts d'onde et des appareils à pénombres pour diverses radiations monochromatiques, t. XX, juin 1910, p. 275.

## SÉANCE DU 17 JUIN 1910.

PRÉSIDENCE DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 3 juin est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.
Est présenté pour être membre de la Société :

M. DE HAAS (W.-J.), Assistant au Natuurkundig Laboratorium, à Leiden (Hollande).

M. le PRÉSIDENT annonce à la Société la perte douloureuse qu'elle vient de faire en la personne de M. Charles NOÉ, Constructeur d'instruments pour les Sciences, et adresse à sa famille l'expression de sa douloureuse sympathie.

*Sur les interférences de deux faisceaux superposés en sens inverses le long d'un circuit optique de grandes dimensions*, par M. G. SAGNAC. — Cette communication est relative à la technique d'une série de recherches entreprises depuis 4 ans. Dans toutes les expériences effectuées, il s'agit de rechercher une petite différence de vitesse de propagation entre les ondes lumineuses qui parcourent un circuit optique et les ondes lumineuses qui parcourent le même circuit dans le sens opposé et interférent avec les premières. Le circuit optique a été étendu, autant que la salle d'expériences l'a permis, jusqu'à $30^{m}$ de contour et $35^{m^2}$ de surface; la précision de pointé des franges dans ces conditions atteignait le *millième* de la largeur de l'interfrange.

Dans la communication actuelle, l'auteur expose la méthode de réglage du circuit optique et une méthode spéciale d'observation des franges. Il prend pour exemple un dispositif qu'il a employé au début de ses recherches, mais qui donne une précision de pointé inférieure à la précédente; celle-ci est obtenue grâce à des modifications que l'auteur se propose de communiquer ultérieurement à la Société.

1. *Dispositif de l'interféromètre à glace argentée transparente.* — La figure ci-contre montre comment la lumière issue d'un collimateur C se divise sur l'argenture transparente *aa'* d'une glace argentée de Michelson en vibrations transmises (amplitude relative T) et vibrations réfléchies (amplitude R) qui se réfléchissent sur les miroirs $M_1$, $M_2$, et parcourent en sens inverses un même circuit optique d'origine et d'extrémité I; la vibration deux fois transmise par l'argenture *aa'* (amplitude TT') et la vibration deux fois réfléchie (RR') se superposent pour entrer dans la lunette L, qui permet d'observer les franges localisées lorsqu'on la pointe sensiblement à l'infini.

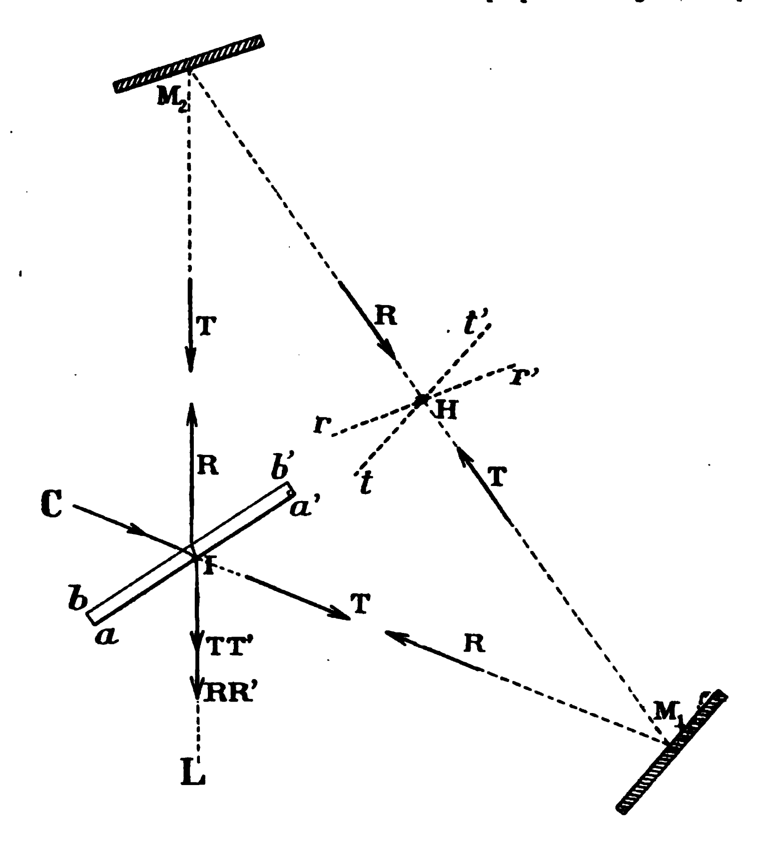
La superposition des faisceaux de retour TT' et RR' est réalisable en position comme en direction lorsque le circuit renferme un nombre pair de miroirs M (circuit triangulaire ou pentagonal), que le circuit soit ou non symétrique; les franges sont alors très nettes. Ce résultat s'obtient ainsi :

2. *Méthode de réglage d'un grand circuit optique.* — On dépointe le collimateur de manière que l'ouverture ronde qui y admet la lumière

(filament de Nernst) fasse au milieu H du contour du circuit (à 15$^m$ de I), une image nette par le faisceau T et, par suite, une autre image, également nette, par le faisceau R. Des réglages méthodiques amènent ces deux images à coïncider *exactement*.

Il suffit alors que les deux faisceaux ne soient pas trop écartés près de la glace $aIa'$ (on les amène à y être superposés à 1$^{mm}$ près environ), pour que la lunette montre des franges *bien nettes*, d'autant moins nombreuses et d'autant plus larges que la superposition des faisceaux est plus parfaite près de la glace $aIa'$.

Les faisceaux T et R se trouvant ainsi en superposition rigoureuse près




de H et assez approchée sur le reste du circuit, les défauts des surfaces des miroirs et de la glace troublent le moins possible la netteté des franges, et l'on peut même avoir d'excellents résultats en remplaçant certains miroirs (surtout le miroir qui, dans un circuit dissymétrique, se trouve près de H) par une surface différant d'un plan interférentiel de trois franges (sur un cercle de 6$^{cm}$ de diamètre).

3. *Observation et pointé des franges non localisées*. — A. *Pour agrandir les franges*, sans grossir les fils du micromètre oculaire autrement que par l'oculaire de la lunette, on place un diaphragme rond D (3$^{mm}$ de

diamètre) en avant (à 1$^m$,50) du trou rond du collimateur (1$^{mm}$,4 de diamètre); les franges supposées peu nombreuses deviennent *non localisées* et conservent leur netteté assez loin du plan focal de la lunette où elles apparaissent plusieurs fois agrandies quand on dépointe l'oculaire (interfrange de 1$^{mm}$ ou 2$^{mm}$ dans le plan des fils du micromètre oculaire).

B. *Anneaux non localisés.* — Avec un circuit à quatre miroirs, on obtient, dans les conditions précédentes, des anneaux non localisés en remplaçant l'un des miroirs plans, près de la glace, par une surface convexe; l'image du diaphragme auxiliaire D est faite par l'objectif du collimateur au centre de cette surface convexe pour l'un T des deux faisceaux, tandis que l'autre faisceau R ne rencontre cette surface qu'au retour et la couvre alors largement.

Les anneaux observés dans la lunette sont une image non localisée des lignes de niveau de la surface, si les autres surfaces sont planes; en général, ils dépendent des courbures des diverses surfaces à l'exception de la surface du miroir le plus rapproché du milieu du circuit où les deux faisceaux se recouvrent exactement. La mesure du diamètre du premier de ces anneaux permet de reconnaître par ses variations une différence variable de vitesse de propagation des vibrations inverses T et R.

4. *Inconvénients de la glace argentée.* — Elle introduit une cause d'erreur à cause de la différence de phase que la présence de l'argenture établit entre les vibrations TT' et RR', différence de phase comparable, mais non exactement égale à une demi-période (par comparaison avec le cas du verre nu qui produirait une frange centrale non brillante, mais exactement noire). Cette cause d'erreur intervient directement dans la méthode du diamètre des anneaux (§ 3 B). On peut s'en affranchir, il est vrai, en observant le déplacement général des franges obtenues avec des surfaces planes.

L'absorption par l'argenture affaiblit la lumière.

Les interférences ne sont pas rigoureusement pures, même si l'on élimine la réflexion à la surface de verre nu de la glace et si l'on polarise la lumière dans le premier azimut; l'incidenee qui donne l'égalité d'amplitude des vibrations interférentes ne se trouve, en effet, que par tâtonnements empiriques. Il faut, d'ailleurs, changer cette incidence chaque fois que l'argenture s'est altérée ou a dû être remplacée.

Tous ces inconvénients sont supprimés dans l'interféromètre sans argenture transparente que l'auteur a été amené à combiner et qu'il décrira ultérieurement.

*Du rôle de la cohésion et de la force osmotique dans la teinture;* par M. A. Rosenstiehl. — M. Rosenstiehl communique le résultat de ses recherches sur les forces physiques qui interviennent dans la teinture.

La conclusion qui se dégage en effet de l'étude de la littérature spéciale, c'est que les forces chimiques seules ne peuvent expliquer ce phénomène.

Le sujet est très complexe par suite de la composition chimique des fibres textiles qui sont formées de la combinaison de 3 à 5 corps simples, dont l'union a pour conséquence une constitution chimique incertaine; la structure physique, différente pour les différentes fibres, cause de même des difficultés d'interprétation.

La même remarque s'applique aux matières colorantes, dont la constitution chimique, mieux connue, invite à attribuer à des affinités les causes de la teinture.

Ces difficultés disparaissent si l'on envisage deux corps simples, tels que l'argent et le soufre, dont la combinaison produit un sulfure noir qui permet d'obtenir des dessins noirs sur fond blanc (argent niellé).

La discussion de ce cas montre que la cohésion, force physique, intervient toujours, tandis qu'un rôle secondaire revient à l'affinité chimique.

Ces idées ont été publiées en 1893-1894 (1).

Elles étaient en rapport avec un procédé de teinture, sanctionné par la pratique industrielle, que l'auteur avait introduit six ans auparavant, grâce auquel on obtient la fixation sur coton des matières colorantes qui s'y étaient refusées jusque là. Ce procédé utilise la pression osmotique (teinture du rouge Saint-Denis).

Des lacunes existant dans les faits connus alors n'avaient pas permis de préciser une théorie générale et de la faire accepter. Ces lacunes ont disparu depuis.

Une série de faits, qui s'enchaînent logiquement, montre qu'il y a un parallélisme remarquable entre la manière dont se manifeste la cohésion entre corps solides et les conditions qu'exige une bonne teinture.

Il résulte de ce rapprochement une théorie générale qui embrasse tous les cas connus, y compris la fixation des couleurs par vaporisage et la teinture dite *par voie sèche*, procédé dans lequel le bain d'eau est remplacé par la benzine.

L'examen des conditions de fixation conduit à une conclusion très simple : c'est que l'union obtenue est l'œuvre d'une force unique, celle à qui les corps solides doivent leur forme et leurs facultés de résistance aux agents extérieurs : la cohésion.

La teinture devient ainsi une application industrielle d'un théorème fondamental de la plus grande généralité : *la matière attire la matière.*

*Sur un nouveau modèle de balance pour la détermination des champs magnétiques.* — M. Pierre Sève présente à la Société une balance destinée à la mesure en valeur absolue des champs magnétiques où l'uniformité peut être réalisée sur quelques centimètres. Elle utilise le principe imaginé par M. Cotton; il consiste, comme on sait, à équilibrer par des poids l'action électrodynamique exercée sur un élément de courant de longueur et d'intensité connues placé dans le champ étudié perpendiculairement aux lignes de force; pour éliminer l'action électrodynamique sur les portions de courant voisines de l'élément utilisé, on constitue les conducteurs d'amenée et de sortie par des arcs de cercle concentriques ayant pour axe le couteau de la balance.

L'appareil présenté (2) se différencie des appareils antérieurs basés sur le même principe par un certain nombre de perfectionnements qui en rendent le maniement plus aisé.

Le conducteur placé dans le champ est formé d'une lame de cuivre déposée par électrolyse ou appliquée à l'aide d'une tresse de soie sur les bords d'un arc de verre dont les parties circulaires ont été usées sur des matrices de bronze à la façon des surfaces optiques. Cet arc est robuste et sa largeur utile se mesure aisément à l'aide d'un palmer.

L'arrivée du courant se fait à l'extrémité de l'arc opposée à l'élément utile et non au milieu de l'arc, ce qui élimine plus sûrement les causes d'erreur dues au champ qui règne encore à distance de l'élément utile.

On s'est arrangé pour que l'élément de courant utile soit horizontal, condition toujours commode et nécessaire pour la mesure des champs produits par certaines formes de pièces polaires.

M. Sève indique ensuite les méthodes employées pour mesurer les éléments géométriques de l'instrument et la technique qui a paru la plus commode pour son emploi.

---

(1) *Soc. chim. de Paris*, 3e série, t. XI, p. 45.
(2) Construit par la maison Pellin.

*A propos de la comète de Halley;* par M. Ch.-Éd. Guillaume. — Les prises d'air effectuées à l'époque du passage de la Terre dans la queue de la comète de Halley n'ont révélé aucune modification dans la composition de l'atmosphère, que l'examen de celle-ci ait été fait sur des échantillons pris à grande hauteur au moyen de ballons-sonde, ou qu'il soit résulté de déterminations exécutées sur les résidus de la liquéfaction de l'air.

En particulier, M. George Claude, dans la mesure qu'il a faite de la densité du mélange hélium-néon issu d'appareils à liquéfaction traitant 350000$^l$ d'air à l'heure, n'a trouvé aucune différence par rapport aux nombres fournis par des expériences faites dans les jours précédents, alors par exemple que de petites quantités d'hydrogène introduites dans l'appareil produisent immédiatement un changement appréciable de la densité du résidu.

Il reste, pour M. Claude, à soumettre à un examen détaillé la portion facilement liquéfiable de l'air, laquelle contient le krypton, le xénon et les petites quantités d'acide carbonique et de vapeur d'eau échappées à la première purification de l'air, ainsi que des traces d'hydrocarbures de graissage, etc.

Le résultat négatif trouvé sur la portion déjà examinée était, par avance, très probable. En effet, si l'on adopte la théorie cinétique de la conservation des atmosphères, — appuyée par le fait que l'atmosphère solaire contient de grandes quantités d'hydrogène et d'hélium, alors que celle de la Terre n'en renferme que des traces, aussi bien que par l'absence d'atmosphère autour de la Lune et des petites planètes, — on devra admettre que les comètes, dont la masse est très faible, ne peuvent garder, à des températures qui ne soient pas très basses, que des gaz facilement liquéfiables et de forte masse moléculaire.

On peut définir la température en un point de l'espace comme étant celle que prendrait en ce point une sphère bonne conductrice et parfaitement absorbante, qui effectuerait l'intégration des rayonnements. En partant de cette définition, on trouve que la comète de Halley atteint successivement des régions dans lesquelles la température varie entre + 100° et — 150° environ.

Mais la comète ne remplit pas les conditions imposées à l'éprouvette servant à définir la température de l'espace. Elle est composée de matériaux possédant une émissivité sélective, et qui, de plus, sont de médiocres conducteurs de la chaleur. On devra en conclure que les molécules constituant par leur ensemble son enveloppe gazeuse et sa queue atteindraient, si elles possédaient une faible masse, des vitesses qui les éloigneraient indéfiniment de la comète. En fait, il est probable que, dans ses précédents passages au périhélie, la comète a perdu tous ses gaz très volatils et de faible masse moléculaire, et n'a conservé que les gaz facilement liquéfiables. Si donc l'atmosphère terrestre a capté au passage des traces de gaz cométaires, c'est dans le résidu liquéfié de la distillation de l'air que l'on a quelques chances de les trouver. Comme, au surplus, ces gaz sont en très faibles proportions, c'est seulement dans les appareils industriels traitant de grandes quantités d'air, que l'on peut espérer en trouver la trace. Si le résultat de l'expérience est négatif, on pourra assigner, à la quantité des gaz abandonnés par la comète, une limite extrêmement basse.

---

## SÉANCE DU 1er JUILLET 1910.

### Présidence de M. Lucien Poincaré.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 17 juin est lu et adopté.

Est élu membre de la Société :

M. De Haas (W.-J.), Assistant au Natuurkundig Laboratorium, à Leiden (Hollande).

M. le Secrétaire général signale, parmi les pièces de la correspondance, une brochure de M. D. Brisset, intitulée : *La matière et les forces de la nature.*

M. J. de Rey Pailhade transmet à la Société, au nom du Comité pour la propagation des méthodes décimales, la pétition pour la montre décimale adressée à M. le Ministre de l'Instruction publique.

*Les variations thermiques des hystérèses tournante et alternative; grandeurs magnétiques homologues;* par M. Albert Perrier. — M. Henri Abraham présente au nom de M. Albert Perrier les résultats de recherches thermomagnétiques exécutées au laboratoire de Physique du Polytechnicum de Zürich. L'appareil qui a servi à l'auteur constitue une modification de celui utilisé par P. Weiss et V. Planer dans leurs recherches sur *l'Hystérèse dans les champs tournants* (1). On observe le couple moyen exercé sur de petits échantillons discoïdes ($1^{ds}$ à $3^{ds}$) par un électro-aimant tournant à raison de quelques tours par seconde. La substance est en même temps placée dans l'intérieur d'un four électrique vertical permettant d'atteindre commodément 800°. Les particularités expérimentales seront décrites dans le Mémoire qui paraîtra prochainement au *Journal de Physique*.

L'ensemble des recherches peut se scinder en deux parties. Il a fallu d'abord consacrer beaucoup de temps à étudier tout spécialement les phénomènes d'*irréversibilité* et de *viscosité* (vieillissement) *thermiques* qui se sont accusés chez toutes les substances examinées sans aucune exception. Les manifestations de ces phénomènes sont fort capricieuses et variables d'un corps à l'autre. L'examen du nickel et de la magnétite artificielle a conduit aux conclusions suivantes qui doivent être envisagées comme hypothèses de recherche fortement appuyées par l'expérience, mais non établies de façon irréfutable :

1° On peut, malgré l'énorme équivoque créée par l'irréversibilité, parler de lois de décroissance *définies* avec la température : ce sont celles correspondant à une variation *extrêmement rapide* de cette dernière.

2° Irréversibilité thermique et vieillissement ne constituent qu'un *seul phénomène;* tous deux procèdent d'une même cause.

Les courbes expérimentales que l'on observe si l'on ne prend pas de précautions appropriées, sont composées de fragments de courbes différentes appartenant à un faisceau de courbes *homothétiques* défini par les

(1) *Bull. Soc. française de Phys.*, 1908, p. 25.

deux principes ci-dessus. Ces courbes à variation rapide pourraient être comparées aux *adiabatiques* de la théorie des gaz (avec de tout autres variables), les courbes correspondant à des états parfaitement stables (après séjour très prolongé à chaque température) aux *isothermes*, tandis enfin que les nombreuses courbes empiriques qu'on a souvent relevées trouveraient leurs analogues dans les transformations d'un gaz effectuées sans précautions d'isolement ni d'équilibre thermiques.

Ces essais sur l'irréversibilité étant exécutés, on a pu passer à la deuxième partie du travail, soit à l'établissement et à la discussion des lois elles-mêmes dont les précédentes recherches permettent la définition précise.

La plupart des travaux thermomagnétiques se sont limités aux champs moyens et se sont servis de représentations à champ constant; dans ces conditions, on a enregistré pour le même corps les fonctions les plus diverses suivant la grandeur du champ. M. Perrier a réussi à établir une représentation qui, dans chaque classe de grandeurs, aimantation, hystérèse tournante et hystérèse alternative, donne à toutes les courbes (fonctions de la température) d'une même classe une physionomie *semblable* (au sens rigoureux du mot).

Le principe de cette représentation est parent de la notion des états correspondants de Van der Waals : il consiste à réduire les champs dans une proportion spéciale à chaque température et à prendre comme abscisses pour les courbes thermomagnétiques ces champs *homologues* ainsi que l'auteur les désigne. Plus exactement l'homologue $H_t$ d'un champ H à température ordinaire est donnée par

$$H_t = H\frac{N_t I_t}{NI}.$$

I et $I_t$ sont les aimantations à saturation aux deux températures considérées, N et $N_t$ les coefficients caractéristiques du cristal élémentaire hypothétique au moyen duquel M. P. Weiss fait la synthèse des propriétés ferromagnétiques.

L'expérience fournit plusieurs vérifications importantes de cette manière de voir :

1° Les *cycles limites* des deux hystérèses, soit le maximum d'hystérèse tournante et celui d'hystérèse alternative (cycle à saturation) en particulier, sont, dans cette théorie, des grandeurs homologues ; on peut conclure qu'elles doivent varier suivant les mêmes lois, ce que l'expérience montre, ainsi qu'on peut le voir par diverses courbes et tableaux.

2° Les cycles limites ne sont que des séries particulières d'homologues ; on pourrait déterminer une infinité d'autres séries, mais la fixation des points correspondants sur les courbes est chose en général malaisée et peu sûre, il est possible de procéder autrement et de façon grandement préférable : par des planimétrages convenables, on détermine le rapport des valeurs moyennes de l'une des hystérèses à l'autre pour une infinité de points en même temps. Les deux Tableaux que voici montrent combien l'indépendance prévue de la température se vérifie dans la limite des erreurs d'expérience (1 pour 100) :

*Nickel.*

| | $\dfrac{\text{Moyenne } E_r}{\text{Moyenne } E_a}$ |
|---|---|
| 21 | 1,49 |
| 107 | 1,49 |
| 212 | 1,50 |
| 352 | 1,50 |

*Magnétite.*

| t | $\dfrac{\text{Moyenne } E_r}{\text{Moyenne } E_a}$ |
|---|---|
| 18 | 1,54 |
| 200 | 1,53 |
| 350 | 1,54 |
| 500 | 1,52 |

Les courbes accusent d'ailleurs qualitativement déjà très bien ces propriétés.

3° L'application du principe d'homologie à un cas très particulier a permis de fournir une contribution intéressante à la question de l'annulation de l'hystérèse tournante à saturation : M. V. Quittner, étudiant la magnétite cristallisée dans des champs s'étendant jusqu'à 4500 gauss avait plutôt constaté une tendance de l'hystérèse tournante à demeurer constante qu'à s'annuler. La magnétite isotrope préparée artificiellement, elle, sembla au contraire se comporter très normalement dans 9000 gauss (limite accessible) ; l'hystérèse résiduelle était de 4,4 pour 100 seulement de son maximum ; une estimation grossière indique que ces 9000 gauss appliqués à 450° « correspondraient » à environ 13000 à température ordinaire. Effectivement on observa de cette façon à 450° une réduction à 0,8 pour 100 du maximum.

Le parallélisme établi des variations des deux hystérèses montrant que la théorie partant du cristal de pyrrhotine donne une bonne représentation des faits observés, on a pu aller plus loin dans cette voie et déduire des observations les liaisons du *champ coercitif élémentaire* du cristal avec la température. Celles-ci peuvent se déduire de n'importe quelle série d'homologues ; les courbes construites sont tirées de la considération des cycles limites seulement. La comparaison des lois pour le nickel et la magnétite avec la fonction $I = f(t)$ (saturation) décèle une parenté évidente sans cependant autoriser du tout l'identification ; cette diminution continue du champ coercitif par le chauffage, diminution du même genre que celle de I est sans doute une manifestation des liens intimes probables du *champ coercitif* avec le *champ moléculaire*.

D'autres résultats d'ordre moins général, notamment sur la représentation à champ constant, ne peuvent trouver place dans ce court résumé.

M. Henri Abraham présente au nom de M. P. Villard et au sien *quelques résultats préliminaires obtenus dans l'application du rhéographe à l'étude des décharges oscillantes*. Les premiers clichés projetés en séance montrent la loi de variation du courant dans les expériences suivantes : 1° établissement et rupture périodiques d'un courant permanent dans un circuit comprenant self et résistance (pour le contrôle des réglages du rhéographe); 2° oscillations dans un circuit entièrement métallique (self et condensateur, 1000 périodes par seconde) par rupture d'un courant circulant dans un circuit inducteur voisin; 3° oscillations, par rupture sans étincelle, d'un courant permanent dans une bobine de self sans fer, reliée métalliquement à un condensateur (250 périodes par seconde). Les résultats, ainsi qu'on s'y attendait, sont exactement conformes à ce que fait prévoir la théorie. L'amplitude des oscillations décroît régulièrement et tend asymptotiquement vers zéro.

Les recherches ont surtout porté sur les oscillations qui se développent par la décharge disruptive d'un condensateur dans un circuit inductif coupé par l'étincelle.

On projette les clichés suivants :

1° Décharge d'un microfarad chargé à 10000 volts dans une self de 0,4 henry ayant une constante de temps de 0s,35 ;

2° Série d'expériences analogues avec des selfs de plus en plus faibles, la fréquence des oscillations atteignant 7000 périodes par seconde.

3° Les mêmes expériences *en prenant comme source de lumière l'étincelle disruptive elle-même* dont l'éclat devient précisément de plus en plus grand au fur et à mesure que la fréquence s'élève et que l'on a, par conséquent, besoin de plus de lumière pour l'impression photographique.

Ces clichés permettent de faire les observations suivantes :

L'amplitude des oscillations ne décroît pas indéfiniment. A un certain moment, *les oscillations s'arrêtent brusquement*, la dernière d'entre elles ayant une amplitude encore très notable et de sens d'ailleurs quelconque.

Cette extinction prématurée des oscillations doit jouer un rôle important dans la théorie des expériences de résonance et des transmissions de signaux par ondes hertziennes. C'est sans doute ce phénomène qui met en défaut, dans l'étude des amortissements, les formules dans lesquelles on admet que le résonnateur est soumis indéfiniment à l'action d'oscillations excitatrices décroissantes, alors qu'en réalité l'action excitatrice cesse brusquement et que la décharge du condensateur n'est pas complète (1).

Les clichés montrent d'autre part que pour les basses fréquences l'étincelle s'éteint d'une façon pratiquement complète à l'instant du courant nul, pour chacune des oscillations.

Toutefois, aux hautes fréquences, au moment du courant nul, l'étincelle est encore suffisamment éclatante pour impressionner la plaque photographique malgré l'extrême rapidité avec laquelle à cet instant le miroir du rhéographe déplace l'image de cette étincelle sur la plaque sensible (400$^{m}$ par seconde.)

Au surplus la photographie directe de l'étincelle au miroir tournant montre non seulement que la lumière ne s'éteint pas entre les maxima des demi-périodes successives, mais encore qu'après la cessation complète de tout phénomène oscillatoire, il subsiste entre les électrodes de l'éclateur une flamme intense, visible surtout avec des électrodes de cuivre. Avec les grandes intensités qui accompagnent les fréquences élevées (plusieurs centaines d'ampères), la durée de cette incandescence supplémentaire atteignait le millième de seconde. Il est bien certain que le condensateur continue à se décharger légèrement au travers de cette flamme par un courant continu décroissant et toujours très faible, qui succède aux violentes oscillations.

M. Abraham signale au sujet de ces expériences une simplification importante apportée au montage du rhéographe. Dès que la fréquence est un peu plus élevée, la prépondérance de l'inertie du cadre mobile devient telle qu'on peut supprimer tous les termes de réglage. Il n'y a qu'à envoyer dans le cadre mobile la dérivée seconde du courant étudié. Cette dérivée seconde s'obtient *d'un seul coup* et sans dépense inutile d'énergie par le dispositif suivant :

Au voisinage du circuit oscillant on place quelques tours de fil sur lesquels la décharge agira par induction (*dérivée première*); ce fil est relié au cadre galvanométrique au travers d'un condensateur d'une fraction de microfarad, qui donne la dérivée seconde. Il suffit de faire varier la capacité de ce condensateur pour régler à volonté la sensibilité de l'appareil.

Le rhéographe lui-même est d'autre part réduit à un galvanomètre à cadre aussi léger que possible (quelques tours de fil collés derrière un petit miroir) et placé dans un champ magnétique un peu fort.

L'ensemble de ces dispositifs fournit un montage très aisément réalisable avec les ressources courantes d'un laboratoire, et il permet d'étudier avec une grande précision les oscillations électriques d'une fréquence supérieure à 1000 par seconde.

*Cohésion diélectrique du néon et de ses mélanges;* par M. Ed. Bouty. — Grâce à l'obligeance extrême de M. Claude, M. Bouty a pu disposer

(1) *Cf.* Ferrié, *Bulletin de la Société internationale des Électriciens*, janvier 1910.

de $6^l$ d'un mélange d'environ $\frac{3}{4}$ de néon et $\frac{1}{4}$ d'hélium, contenant en outre un peu d'air et d'hydrogène.

En soumettant ce mélange à une série de distillations fractionnées, en présence de charbon de noix de coco refroidi dans l'air liquide, M. Bouty a eu la surprise de constater que la cohésion diélectrique des fractions moyennes, les plus riches en néon, était à la fois inférieure à celle des fractions de tête, riches en hélium, et des fractions de queue, souillées d'air. Fort de cette observation, il s'est désormais guidé, pour la purification du néon, sur la seule mesure des cohésions, comme un chimiste se guide, pour l'isolement des terres rares, sur l'observation spectroscopique. Par exemple, il a été ainsi amené à reconnaître la présence, qu'il ne soupçonnait pas, d'un peu d'hydrogène dans les gaz de tête. Le spectroscope a confirmé cette conclusion.

La plus faible cohésion que M. Bouty ait mesuré dans ces expériences était égale à 6,1 (celle de l'hélium pur étant 18,3 et celle de l'air 419). En se fondant sur la loi de décroissance de la cohésion minimum d'une distillation à la suivante, il pense qu'on peut fixer à 5,6 la cohésion limite du néon le plus pur que fourniraient des distillations poursuivies à l'infini. Ce nombre 5,6 est inférieur au tiers de la cohésion de l'hélium.

Il y a lieu de remarquer que, dans la dernière classification de Mendéléeff, le néon se trouve exclu de la série qui va de l'hélium à l'argon, au crypton et au xénon. Le néon forme à lui seul une classe à part, ce que confirme la mesure des cohésions.

Agité dans une éprouvette sur le mercure, le néon, dès la pression ordinaire et pour les plus légères secousses, émet une belle lueur couleur de feu. Cette lueur n'apparaît qu'à une pression plus faible quand le néon contient une proportion suffisante de gaz étranger. La différence de potentiel produite par le frottement du mercure sur le verre suffit donc à illuminer le néon presque pur à la pression atmosphérique, comme elle illumine un gaz quelconque à une pression suffisamment basse, à l'intérieur d'une trompe à mercure.

La mesure de la cohésion diélectrique du néon ne fournit pas seulement un contrôle précieux de la pureté de ce gaz; elle donne aussi une méthode d'analyse quantitative que M. Bouty a éprouvée en opérant par exemple sur des mélanges en proportion connue de néon et d'air, de néon et d'hydrogène, ou de néon et de gaz carbonique. Les expériences les plus complètes ont été faites sur ces derniers mélanges. Elles ont montré que le gaz carbonique est sept fois plus efficace pour accroître la cohésion du néon pur, que le néon pour diminuer la cohésion du gaz carbonique. Une dissymétrie analogue se révèle pour les mélanges de néon et d'un gaz polyatomique quelconque.

En se fondant sur des mesures de cette espèce, M. Bouty évalue à $\frac{1}{5000}$ la proportion d'air contenue dans le néon le plus pur (cohésion 6,1) qu'il ait obtenu.

---

## SÉANCE DU 18 NOVEMBRE 1910.

### PRÉSIDENCE DE M. L. POINCARÉ.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 1er juillet est lu et adopté.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être Membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 2 décembre 1910.

MM. Gabriel (Paul, Jean), Professeur de Physique au Lycée d'Alger, présenté par MM. Lasserre et Trippe.
Dorsman (Cornalis), Docteur ès sciences, assistant pour la Physique au Laboratoire de Leyde, à Oegstqeest (Hollande), présenté par MM. Albert Perrier et G. Holst.
Grint (William, Horace), Electrical Engineer, Director of the Eastern Technical, Bureau à Londres (Angleterre), présenté par MM. E.-J. Gheury et Henri Abraham.
Keesom (W.-H.), Docteur ès sciences, Conservateur du Cabinet de Physique Natuurkundig Laboratorium, Leyde (Hollande), présenté par MM. Albert Perrier et G. Holst.

M. le Président annonce les pertes douloureuses que la Société vient de faire en les personnes de MM. le Dr Leuillieux, Médecin de la Compagnie du Chemin de fer de l'Ouest; Gay, Examinateur honoraire à l'École militaire de Saint-Cyr, ancien Trésorier de la Société, de 1891 à 1898; Dr Olivier, Directeur de la *Revue générale des Sciences;* Gernez, Membre de l'Institut, ancien Président de la Société en 1882, et adresse à leurs familles l'expression de sa douloureuse sympathie.

M. le Président donne lecture d'une lettre de M. le Ministre de l'Instruction publique et des Beaux-Arts, informant la Société que le 49e Congrès des Sociétés savantes s'ouvrira à Caen le mardi 18 avril 1911. Toute lecture sera comme les années précédentes, subordonnée à l'approbation du Comité des travaux historiques et scientifiques. Les Mémoires doivent être envoyés, avant le 7 janvier prochain, au 5e Bureau de la Direction de l'Enseignement supérieur.

M. le Secrétaire général annonce le don fait à la Société par M. Carpentier d'un matériel de mesures électriques : ampèremètre thermique avec série de shunts et voltmètre thermique avec série de résistances additionnelles. M. le Président remercie M. Carpentier du don de ces appareils, qui seront de la plus grande utilité pour les expériences faites pendant les séances de la Société.

M. A. Cotton remet à la Société, au nom de M. le Professeur W. Voigt, le volume récemment publié sous le titre *Lehrbuch der Krystallphysik*. Ce livre comprend l'étude de l'ensemble de la physique des cristaux, sauf l'Optique cristalline, pour laquelle l'auteur renvoie à l'ouvrage de M. Pockels. M. le Professeur Voigt a eu l'aimable attention, en faisant hommage à la Société de son beau volume, d'indiquer qu'il voulait, de cette manière, exprimer sa reconnaissante admiration aux physiciens français qui ont fait faire de grands progrès dans cette partie de la Science.

*Le maximum de densité et les propriétés physiques de l'eau.* — M. J. Duclaux rappelle que les nombreuses anomalies que présentent les propriétés physiques de l'eau (maximum de densité, augmentation de volume par solidification : anomalies de la compressibilité, de la viscosité, de la chaleur spécifique) ont été rattachées par Röntgen à une cause commune : la présence dans l'eau, à la température ordinaire, de molécules polymérisées qui sont probablement identiques aux molécules de glace, de telle sorte que l'eau doit être considérée, non pas comme un liquide homogène, mais comme une solution de glace. Le nombre des molécules poly-

mérisées diminue à mesure que la température s'élève. Cette conception s'accorde avec les mesures de Ramsay et Shields, d'après lesquelles l'eau est un liquide à molécules associées, et elle rend compte sans difficulté des propriétés particulières de l'eau.

Plusieurs procédés (Sutherland, Van Laar) permettent de calculer approximativement la quantité de glace qui existe en solution dans l'eau à diverses températures En appliquant la loi qu'a donnée Van't Hoff pour le déplacement des équilibres par variation de température, on a une première relation entre la concentration moléculaire de la glace dissoute, la chaleur de transformation de cette glace en eau et la température. L'étude de la chaleur spécifique de l'eau en donne une seconde, et en combinant les deux on arrive à la relation approchée

$$c = c_0 T^{-\frac{\sqrt{M}}{2}},$$

où $c$ est la concentration moléculaire de la glace dissoute, $c_0$ une constante, M le poids moléculaire de la glace et T la température absolue. Il reste à déterminer M. Or, en admettant l'exactitude de cette formule, on est conduit à représenter le volume spécifique de l'eau par la formule

$$V = a + bT + cT^{-\frac{\sqrt{M}}{2}},$$

et cette formule peut servir à déterminer M en cherchant la valeur de ce nombre qui concorde le mieux avec l'expérience. On trouve ainsi pour l'exposant de T un nombre compris entre 5,5 et 6. Diverses corrections doivent être faites à ce résultat, de telle sorte que la valeur la plus probable de l'exposant est 3,6 environ : on en déduit pour M un nombre voisin de 54, c'est-à-dire que les molécules de glace seraient $(H^2O)_3$ comme l'a déjà indiqué Sutherland. La chaleur de transformation de la glace dissoute en eau est alors de $40^{Cal}$ par gramme environ.

*Appareil très sensible pour mesurer les variations de la composante horizontale du champ magnétique terrestre;* par M. L. Dunoyer. — Il a déjà été fait allusion à cet appareil dans une communication présentée le 6 mai 1910 par l'auteur, devant la Société de Physique. Si l'on dispose l'un au-dessus de l'autre deux aimants identiques, horizontaux, mobiles autour d'un même axe vertical passant par leur milieu, la formule qui relie l'intensité H de la composante horizontale du champ magnétique, l'angle $\alpha$ que chaque aimant fait avec la direction de ce champ, la distance verticale des aimants $h$, leur longueur $2l$ et leur moment magnétique M, peut s'écrire

$$8l^3\frac{H}{M} = \cos\alpha\left[\frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2}+\sin^2\alpha\right)^{\frac{3}{2}}}+\frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2}+\cos^2\alpha\right)^{\frac{3}{2}}}\right].$$

Si le rapport $\frac{h}{2l}$ est suffisamment grand (supérieur à 2 par exemple), le crochet qui figure au second membre est pratiquement constant. C'est sur cette propriété qu'est fondé le *dygographe* présenté par l'auteur dans la communication précitée. Mais si le rapport $\frac{h}{2l}$ est très petit, la fonction de $\alpha$ qui figure au deuxième membre présente un palier horizontal très étendu, possédant un minimum au voisinage de 49°, 5. C'est ce que montre

très nettement les courbes projetées par l'auteur, lesquelles résultent d'une construction graphique aussi exacte que possible. Pour donner une idée de la lenteur avec laquelle varie le deuxième membre au voisinage du minimum, on transcrit au tableau les nombres suivants, qui donnent la valeur de la fonction de $\alpha$ figurant au deuxième membre de l'équation (1) pour $\frac{h^2}{4l^2} = 0,001$ :

| $\alpha$. | $f(\alpha)$. | $\Delta f(\alpha)$. |
|---|---|---|
| 45°...... | 3,9950 | |
| 46...... | 3,9270 | 0,0680 |
| 47...... | 3,8820 | 0,0450 |
| 48...... | 3,8520 | 0,0300 |
| 49...... | 3,8375 | 0,0145 |
| 49,5.... | 3,8355 | 0,0020 |
| 50..... | 3,8388 | —0,0033 |
| 51...... | 3,8530 | —0,0142 |

Il suit de là que si $\alpha$ varie de 48° à 49°, la variation relative du champ H devra être de

$$\frac{0,0145}{3,8375} = 4.10^{-3}.$$

Dans l'appareil décrit devant la Société (construit par les Établissements Henry-Lepaute), l'une des aiguilles, de $10^{cm}$ de longueur, est portée par un étrier à longues branches verticales en verre, soutenue par un fil de cocon; à l'extrémité supérieure de cette fourche est accroché un deuxième fil de cocon qui supporte un étrier semblable, mais plus court, destiné à soutenir la deuxième aiguille, identique à la première. Les deux étriers portent des miroirs qui renvoient à 45° la lumière qu'ils reçoivent à travers une fente et une lentille. Les deux faisceaux lumineux tombent à 45° sur deux autres miroirs fixes qui forment sur une même échelle deux images de la fente. Ce sont les variations de distance de ces deux images que l'on mesure. Si $\alpha$ varie de 48° à 49°, l'angle des deux faisceaux réfléchis varie de 4°. Sur une échelle placée à $2^m$, $1^{mm}$ correspond donc à une variation relative du champ égale à $25.10^{-6}$. Cette sensibilité a été même dépassée expérimentalement, en s'approchant davantage du minimum de $f(\alpha)$.

Cette position marque la frontière, pour $\alpha$ croissant, de positions d'équilibres instables pour le système des deux aiguilles. L'examen des courbes de $f(\alpha)$ permet d'indiquer un cas simple, numériquement étudié, où l'action directrice d'un champ extérieur uniforme sur un système d'aimants se traduit par des changements d'équilibre ***brusques et irréversibles***, les plages d'équilibres correspondant aux valeurs croissantes de $\alpha$ ne coïncidant pas avec celles qui correspondent aux valeurs décroissantes de cet angle. C'est l'image simplifiée de ce qui se passe dans les expériences d'Ewing et dans l'aimantation des corps ferromagnétiques

*Sur les ions et les particules neutres présents dans certains gaz récemment préparés;* par M. Léon Bloch. — I. L'auteur commence par rappeler les recherches qui lui ont permis d'établir l'identité de nature entre l'ionisation par barbotage et l'ionisation par action chimique (en milieu liquide). Il s'agit d'expériences sur les couches liquides superficielles (couches minces d'alcool, de benzine, etc., versées à la surface du liquide où se passe la réaction). Les liquides ***inactifs par barbotage*** suppriment l'ionisation chimique. Parmi les liquides ***actifs***, les uns pro-

duisent le même effet (alcool amylique, éther, etc.), d'autres laissent subsister tout ou partie de l'ionisation (acétone, aldéhyde). Les différences qui subsistent entre l'ionisation par barbotage et l'ionisation par action chimique peuvent s'expliquer par la différence de grosseur des bulles.

II. L'ionisation par action chimique et l'ionisation par barbotage sont l'une et l'autre des modalités de l'ionisation par *pulvérisation*. L'action chimique et le barbotage s'accompagnent toujours de poussières liquides. En étudiant pour lui-même le phénomène de la pulvérisation à l'aide de l'appareil de Gouy, on arrive à cette conclusion très nette : *les liquides actifs ou inactifs par barbotage sont aussi actifs ou inactifs par pulvérisation.*

III. Les réactions chimiques par voie humide donnent lieu à deux phénomènes distincts : 1° une ionisation proprement dite; 2° une pulvérisation de particules neutres susceptibles de se charger par voie électrostatique. De ces deux phénomènes, le deuxième est de beaucoup le plus gros. On l'observe à peu près seul lorsqu'on cherche à construire des courbes de saturation *statiques* (en l'absence de courant gazeux). La méthode de courant gazeux permet de recueillir les ions proprement dits si l'on a soin d'éviter au lieu même de la réaction chimique tout champ parasite. Les particules neutres se chargent électrostatiquement lorsqu'elles prennent naissance dans un champ électrique : elles possèdent des charges et des mobilités qui sont fonction du champ où elles se forment.

IV. Les particules neutres libérées dans les réactions chimiques se différencient très nettement des centres neutres signalés par M. de Broglie dans les gaz du barbotage. D'après M. de Broglie : 1° les centres neutres prennent naissance exclusivement dans les liquides *inactifs*. L'eau et les solutions acides ne donnent pas de centres neutres; 2° ils se transforment en *gros ions* lorsqu'on les charge au moyen du radium; 3° ils sont visibles dans l'éclairage à arc. Au contraire, les particules neutres créées dans les réactions chimiques : 1° prennent naissance dans un liquide *actif;* 2° elles ne peuvent se charger au moyen du radium; 3° elles échappent à l'examen ultramicroscopique.

V. Par des méthodes purement électrostatiques on a déterminé la charge, la grosseur et le nombre des particules produites dans les réactions chimiques. Dans des conditions bien déterminées, la charge des particules s'est montrée égale à deux ou trois fois la charge électrique élémentaire $e$. On peut donc dire que lorsque ces particules sont chargées elles ne peuvent plus se distinguer des ions à charge double ou multiple. Elles peuvent s'appeler indifféremment des *poussières électrisées* ou des *ions d'origine électrostatique*. Leur rayon est très probablement de l'ordre de $10^{-7}$ et le nombre de particules libérées par seconde atteint $2,8.10^7$.

VI. Les couches liquides superficielles modifient le courant de convection (particules chargées) *de la même manière* que le courant d'ionisation : la benzine, l'alcool amylique, l'éther suppriment d'une façon complète le courant de convection comme le courant d'ionisation. Il reste à décider si cette suppression tient vraiment à ce qu'il n'y a plus de particules pulvérisées ou à ce que les particules cessent de porter une charge électrostatique.

L'auteur termine par quelques considérations sur les centres neutres du barbotage et les particules neutres des réactions chimiques. Il indique l'importance des particules neutres dans le mécanisme des phénomènes d'ionisation en général.

## SÉANCE DU 2 DÉCEMBRE 1910.

PRÉSIDENCE DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 18 novembre est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 16 décembre 1910.

MM. BARDELONI (César), Ingénieur, Capitaine du Génie, Directeur du Service radiotélégraphique de l'Armée italienne, à Rome (Italie), présenté par MM. Jules Carpentier et Louis Joly.
GARVIN (Marcel), à Paris, présenté par MM. A. Dufour et J. Lemoine.
MARROT (René, Augustin), Sous-Lieutenant au 18e d'Infanterie, à Pau (Basses-Pyrénées), présenté par MM. Henri Abraham et A. Cotton.
URBAIN (Georges), Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris, présenté par MM. Jean Perrin et Paul Langevin.
VANNI (Joseph), Docteur en Physique, Doyen libre à l'École des Ingénieurs, Professeur et Directeur du Laboratoire de l'Institut supérieur radiotélégraphique, à Rome (Italie), présenté par MM. Jules Carpentier et Louis Joly.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL signale parmi les pièces de la correspondance une lettre de M. le Recteur de l'Université de Toulouse rappelant le désastre qui, le 27 octobre dernier, a anéanti la Bibliothèque de l'Université. L'Université de Toulouse *recevrait avec reconnaissance les publications des corps savants, les Ouvrages en double dont leurs bibliothèques pourraient disposer, les travaux individuels de leurs membres concernant les Sciences ou la Médecine.*

*Vérification du débit des injecteurs de brûleurs à incandescence et mesure des densités de gaz au moyen des orifices-étalons*, par M. P. LAURIOL. — Le débit d'un orifice est donné par la formule

$$q = k\sqrt{\frac{p}{d}}$$

$q$ débit ; $p$ dépression sous laquelle fonctionne l'orifice ; $d$ densité absolue du gaz ; $k$ constante qui caractérise l'orifice. Pour vérifier que $k$ est bien égal a la valeur prescrite, il faut donc mesurer $q$, $p$, et $d$. On ne saurait, en matière de gaz d'éclairage, considérer $d$ comme une constante ; les variations relatives, qui, au cours de l'année, affectent la valeur de $\sqrt{d}$ sont plus fortes que celles qu'on peut admettre sur $k$.

L'emploi des orifices-étalons permet de mesurer directement $k$ sans passer par $q$ et $d$. Soit un orifice-étalon qui donnera, d'après une loi analogue à la précédente

$$Q = K\sqrt{\frac{P}{D}}.$$

En opérant avec du gaz de densité connue, par exemple de l'air à température et pression connues, en mesurant Q et P par des procédés ordinaires, on détermine K une fois pour toutes. Cela fait, connectons en série l'un sur l'autre l'orifice-étalon et l'injecteur à vérifier, et faisons-les parcourir par le même courant gazeux.

On a

$$q = Q \qquad d = D.$$

De ces deux équations et des deux équations écrites plus haut, on tire

$$k\sqrt{p} = K\sqrt{P}$$

K étant connu, pour avoir $k$, il suffit de mesurer $p$ et P.

Au moyen d'un robinet de réglage, on s'arrange de façon à donner à $p$ une valeur fixe (par exemple $50^{mm}$ d'eau). Il suffit alors de mesurer P. La vérification des injecteurs est sûre et rapide.

Avec un orifice-étalon où K est connu, la mesure de Q et de P permet de déterminer D.

*Photométrie rapide des brûleurs à gaz à incandescence*, par M. P. Lauriol. — Les opérations, portant sur un grand nombre de becs, doivent être rapides ; elles ne doivent pas exiger le transport du bec ; le bec étant allumé, on doit, sans l'éteindre, le connecter en série avec un compteur pour mesurer son débit en même temps que son intensité lumineuse. Le dispositif adopté est le suivant :

Deux tubes horizontaux, longitudinaux reçoivent du gaz ; sur l'un d'eux est établi un compteur de précision. Ils sont réunis par des tubes transversaux sur chacun desquels est ajusté un brûleur ; normalement, tous les brûleurs sont alimentés par le tube non muni de compteur. Par des manœuvres de robinets, on peut, sans éteindre les becs, les faire alimenter successivement et isolément par le tube muni de compteur, et mesurer leur débit en même temps que leur intensité lumineuse.

Un chariot mobile parallèlement à la rangée de brûleurs porte une lampe-tare et un photomètre. Le photomètre est choisi parmi les divers types à sources immobiles et à appareil immobile, la mesure se faisant par la variation de largeur de diverses ouvertures. En transportant successivement l'équipage mobile au droit de chaque brûleur, on compare chaque brûleur à la lampe-tare. Avant et après chaque série d'opérations, on compare de même à la lampe-tare une lampe-étalon placée dans l'alignement des brûleurs. Chaque brûleur se trouve comparé à la lampe-étalon par une méthode analogue à celle de la double pesée.

La lampe-étalon, électrique, n'est employée que pendant de faibles durées, condition essentielle pour sa conservation. La lampe-tare, électrique également, n'a à être maintenue identique à elle-même que pendant une série d'essais.

*Pompe à mercure à vide rapide de* M. Marcel Moulin. — M. G. Berlemont présente au nom de M. Moulin une pompe à mercure fonctionnant à l'aide d'une manivelle ou d'un moteur et permettant d'obtenir un vide de l'ordre du millième de millimètre *en partant de la pression atmosphérique*.

Elle comprend en principe un cylindre A auquel on communique à l'aide d'un volant un mouvement vertical alternatif et un *piston* C *en forme de cloche* et sans aucune garniture.

Ce piston n'est pas relié rigidement au tube $t$ formant tige de piston, mais il peut se déplacer légèrement entre un épaulement E et la butée B.

Pendant la course descendante du cylindre, le piston C étant appuyé sur E, le mercure descend à l'intérieur et le gaz est aspiré par le tube *t* qui est relié aux appareils à vider. La quantité de mercure qui s'écoule entre le cylindre A et le piston C étant faible si la vitesse de fonctionnement de la pompe est convenable (60 à 100 coups de piston par minute).

Pendant la course ascendante, le mercure remonte à l'intérieur du piston, comprime le gaz au-dessus de lui et quand la pression devient suffisante, le piston C se soulève et le gaz sort entre le piston et l'épaulement E; une bille formant clapet empêche le mercure de monter dans le tube *t*. L'espace nuisible est nul parce que les dernières traces de gaz sont chassées par le mercure qui s'était écoulé pendant la course descendante entre le cylindre et le piston et qui se trouve chassé après le gaz.

Le modèle qui est présenté à la Société est en verre. Il n'offre cependant aucune fragilité. La quantité de mercure utilisée est d'environ $2^{kg}$. Ce modèle permet de vider un récipient de $1^{l}$ jusqu'à $\frac{1}{100}{}^{mm}$ en 4 minutes. On obtient en 2 à 3 minutes la fluorescence verte dans un tube à décharge cylindrique à électrodes planes avec $5^{cm}$ à $7^{cm}$ d'étincelle équivalente. Il faut éviter d'aller plus loin, car le tube peut se trouver percé.

Avec une ampoule Röntgen qui a été déjà vidée, on obtient des rayons X en 7 à 9 minutes. Pour purger complètement une ampoule neuve, il faut évidemment plus de temps (environ 45 minutes).

Cette pompe présente, indépendamment de sa grande simplicité de manœuvre, l'avantage de ne nécessiter aucun réglage délicat et l'on peut, en quelques minutes, le démonter, la nettoyer et la remonter.

Des pompes métalliques de plus grand volume sont à l'étude. Elles permettront de vider les lampes à incandescence. Des résultats très satisfaisants ont déjà été obtenus dans ce sens.

*Luminescence dans l'arc au mercure dans le vide;* par M. A. Perot. — M. Perot indique d'abord les différents aspects que peuvent présenter les anneaux d'interférence de la raie verte du mercure quand la lumière est fournie par un arc à mercure dans le vide dont la pression de vapeur croît.

Il rappelle que la raie verte est formée d'une composante principale et d'un grand nombre de satellites, parmi lesquels s'en trouve un particulièrement intense. Pour des arcs à très basse pression la composante principale se présente toujours sous la forme d'un simple anneau brillant; si la pression croît, et si la lumière traverse une région non lumineuse, un renversement apparait avec une largeur et un déplacement vers le rouge d'autant plus grands que la pression est plus élevée, en même temps l'éclat du satellite augmente, mais il ne montre jamais de trace de renversement. Si la pression est de $4^{cm}$ le bord rouge seulement de la composante principale subsiste. On peut obtenir ces apparences en examinant la lumière fournie par un arc en forme de *h* dans différentes directions. Le fait important pour ce qui va suivre est la stabilité du satellite dont la longueur d'onde a toujours été trouvée invariable.

Les arcs qui ont servi pour l'étude de la luminescence avaient en général la forme de ballons d'une dizaine de centimètres de diamètre, la décharge traversant le ballon suivant un diamètre. Voici les observations faites:

1° Pour de très faibles pressions, la décharge remplit tout le ballon sous la forme d'une luminosité blanche: si l'on fait rentrer de l'air petit à petit, on voit se former une colonne rose, qui, la pression continuant à croître, devient un cordon lumineux, analogue à la colonne positive des tubes à gaz;

2° Il se produit un transport de mercure de l'anode à la cathode;

3° Si, la pression étant très basse, on introduit de la vapeur d'eau, le

ballon devient complètement obscur, rien d'ailleurs ne paraissant changé dans le reste de l'arc;

4° L'étude de la longueur d'onde du satellite principal, faite avec la lumière émise dans le sens du courant et en sens inverse, montre que les centres lumineux se déplacent dans le sens du courant avec une vitesse qui varie de 30$^m$ à 350$^m$ à la seconde, suivant la pression;

5° L'étude de la répartition du potentiel dans l'arc montre une chute de potentiel à l'anode, d'environ une dizaine de volts, la chute de potentiel dans l'arc étant environ 1,3 volt par 100;

6° Si l'on mesure la pression sur l'anode à l'aide d'un tube soudé en bas du tube qui contient celle-ci et aboutissant à la chambre de condensation, on constate l'existence d'une surpression qui varie instantanément avec le courant et croît avec celui-ci; elle dépend du diamètre du tube;

7° Si on admet que les supports des charges positives sont des atomes de mercurosum, on peut relier la chute anodique à la surpression; on trouve par le calcul des surpressions extrêmement voisines de celles qui ont été mesurées; la vitesse des porteurs électriques étant voisine de 2,4 kilomètre : secondes.

Les faits énoncés plus haut, conduisent aux hypothèses suivantes:

1° L'émission des raies spectrales par les porteurs électriques est extrêmement faible sinon nulle;

2° Cette émission est due à des atomes mercuriels mis en vibration par le choc des porteurs électriques;

3° Les centres lumineux rencontrent dans leur mouvement des molécules inertes qu'ils mettent en mouvement sans les rendre lumineuses;

4° L'énergie de vibration des centres lumineux n'est pas altérée par les chocs, une différence de phase seule se produit.

En y joignant la théorie de H.-A. Lorentz sur l'amortissement du mouvement lumineux, M. Perot et M. J. Bosler ont calculé la vitesse spectroscopique qu'on devait trouver dans les expériences précédentes et constaté qu'on obtient bien les vitesses mesurées.

M. M. Moulin, au sujet de l'hypothèse proposée par M. Pérot, dit qu'il avait déjà songé à une interprétation analogue pour l'interprétation d'un certain nombre de faits observés par M. Starck et par M. Paschen sur l'effet Döppler des rayons canaux. Il suffisait d'admettre que les molécules rencontrées prennent la vitesse que fournit la loi des chocs et que la luminescence de la molécule dépend de la composante de la vitesse suivant la ligne des centres. Cette hypothèse qui devrait être probablement complétée en tenant compte de l'amortissement, comme le fait M. Perot, pourrait conduire à des expériences intéressantes que M. Moulin regrette de n'avoir pas eu le temps d'entreprendre.

M. A. Dufour signale que dans les arcs à mercure dont il s'est servi, et dont la forme diffère, il est vrai, de celle des arcs de M. Perot, c'est le niveau du mercure central *relié au pôle négatif* de la source, qui s'abaisse pendant le fonctionnement de l'arc: on peut donc en conclure que la distillation du mercure s'effectue ici du pôle négatif au pôle positif; elle se produirait en sens contraire de celle observée par M. Perot.

Au sujet de l'expérience montrée à la Société et relative à l'existence d'une surpression sur le mercure anodique, M. A. Dufour demande ce que donne la même expérience faite sur le mercure cathodique, afin de savoir si, à ce point de vue, la cathode et l'anode se comporte différemment.

M. Perot répond que dans les arcs de la forme qu'ils ont imaginée,

M. Fabry et lui, et que M. Dufour emploie, une très petite partie seulement de la surface mercurielle positive fonctionne comme anode. Il en résulte une température très basse de celle-ci et, par suite, une distillation thermique intense du mercure de la cathode qui, elle, est au contraire très petite, et par suite très chaude. Dans les arcs qu'il a employés, le ballon intermédiaire sert à éviter le transport thermique du mercure.

Au sujet de la pression sur la cathode, M. Perot répond que la surface de celle-ci étant constamment dénivelée, les expériences sont très difficiles et les mesures n'ont pas de signification précise. Il n'a pu arriver à aucune conclusion nette. D'ailleurs, il semble que le choc des porteurs électriques sur la cathode devrait y produire une surpression, mesurable si toute la surface était intéressée à la fois. Le phénomène paraît comparable à ce qui se passe quand des projectiles sont lancés dans une masse de liquide, ou qu'un jet violent de gaz est envoyé normalement à la surface d'un liquide.

---

## SÉANCE DU 16 DÉCEMBRE 1910

PRÉSIDENCE DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 2 décembre est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 6 janvier 1911.

MM. CALLIER (André), à Gand (Belgique), présenté par MM. D. Berthelot et Ch. Féry.
DUANE (William), Ph. D. de Berlin, Professeur de Physique aux États-Unis; présenté par MM. J. Danne et Henri Abraham.
GOWDY (R.-C.), Docteur en Philosophie de l'Université de Cincinnati, Ohio (États-Unis), présenté par MM. Dunoyer et Salles.
RIZZO, Professeur ordinaire de l'Université, Directeur de l'Observatoire de Messine (Italie), présenté par MM. Bertin et Henri Abraham.
SCHWŒRER, Ingénieur à Colmar (Alsace), présenté par MM. A. Cotton et J. Duclaux.

Sont élus membres de la Commission chargée de vérifier les comptes de l'année : MM. René BENOIT, FAIVRE-DUPAIGRE et VIEILLE.

M. le PRÉSIDENT annonce que le Rapport de la Commission sera envoyé à tous les membres de la Société et qu'on votera sur son adoption à l'Assemblée générale du 20 janvier 1911.

M. LIPPMANN, Membre de l'Institut, est réélu membre du Comité électrotechnique français.

M. le SECRÉTAIRE GÉNÉRAL signale parmi les pièces de la Correspondance une Note intitulée : *Images stigmatiques des points d'un petit volume situé autour de l'axe d'un système centré;* par M. R. BOULOUCH.

*L'eau polymérisée*, par M. A. Rosenstiehl. — Cette Communication se rattache à celle fait par M. Duclaux (séance du 18 novembre 1910) sur les anomalies que présentent les propriétés physiques de l'eau. En se basant sur les données numériques existantes et se servant de la formule de van't Hoff, M. Duclaux trouve pour le poids moléculaire de la glace un chiffre voisin de 54. D'après cela l'eau à l'état solide pourrait être représentée par $3H^2O$ et serait un polymère de l'eau normale $H^2O$.

M. Rosenstiehl fait remarquer que cette interprétation des phénomènes trouve un sérieux appui en Chimie.

Nombreux sont les corps solides, cristallisés renfermant une ou plusieurs molécules d'eau combinée, eau qui s'y trouve sans contredit à l'état solide. Or certains de ces sels hydratés renferment plus de la moitié de leur poids d'eau. Ils en contiennent souvent assez pour dissoudre totalement le corps anhydre auquel l'eau s'est fixée chimiquement. Ils fondent, à une température déterminée, dans leur eau de cristallisation; ces sels se forment au sein même de leur dissolution. Leur état solide se comprend mieux, si l'eau qui s'est fixée possède déjà le degré de condensation qui correspond à la forme solide.

Mais une considération plus importante plaide en faveur de l'existence d'un polymère solide, formé par la condensation de $3^{mol}$ d'eau.

Un relevé fait sur une liste de combinaisons minérales les plus connues (à l'aide des tables de Biedermann, *Chemiker Kalender*) montre que sur 187 combinaisons hydratées cristallisées, il y en a :

16 renfermant 1 mol. aq.;
54 renfermant 2 ou puissance de 2 jusqu'à 8 mol. aq.;
100 renfermant 3 ou multiples de 3 jusqu'à 24 aq.;
8 dont les indications sont insuffisantes ou incertaines.
178

Cette classification ne doit pas être considérée comme rigoureuse ni absolue.

Mais les variations possibles n'ont qu'une faible latitude et ne peuvent infirmer le sens général des conclusions.

On y constate la prédominance remarquable du coefficient 3. C'est sous forme de $3H^2O$ que l'eau paraît de préférence se fixer dans les cristaux, ou d'en sortir.

Mais si l'on admet l'existence du polymère $3H^2O$, il faut aussi admettre celui formé par $2H^2O$, qui, quoique moins fréquent, ne se résulte pas moins de cette statistique.

En étudiant la littérature, un par un de ces corps hydratés, on constate les faits suivants :

Les sels à 4, 7, $10^{mol}$ d'eau sont souvent à considérer comme formés par $H^2O + 3$ aq, $H^2O + 6$ aq, $H^2O + 9$ aq.

De même il y a des sels à $8^{mol}$ d'eau qui se comportent comme renfermant $2H^2O + 6$ aq.

L'eau d'hydratation se sépare de la molécule à une température d'autant plus basse que le nombre de molécules d'eau est plus grand.

C'est ainsi que le sulfate de soude $Na^2SO^4 + 10$ aq perd $3^{mol}$ d'eau déjà à $+ 12°$C.

Ce sel présente d'ailleurs des anomalies dans sa solubilité. On sait que celle-ci décroît avec la température. Ces anomalies ont été expliquées il y a longtemps par la présence d'un hydrate dont la composition reste encore à déterminer.

Les combinaisons à 3 aq sont celles qui se déshydratent partiellement aux températures les moins élevées. Elles perdent 3 aq même au sein de leur dissolution.

Leur étude comparative avant et après déshydratation peut donner des indications utiles sur les propriétés des polymères $2H^2O$ et $3H^2O$.

Leur existence donne à l'interprétation de M. Duclaux l'appui de la tatistique chimique.

M. Daniel Berthelot à propos des intéressantes remarques qui viennent d'être faites sur la polymérisation de l'eau, rappelle qu'il a montré il y a une dizaine d'années, en se fondant sur la continuité des états liquide et gazeux, que la formule générale qui relie le poids moléculaire d'un fluide à sa densité s'applique aussi bien aux liquides qu'aux gaz : ce qui rattache dans les deux cas cette évaluation à la base théorique très directe et sûre de la loi d'Avogadro-Ampère.

Dans le cas des gaz, lorsque les densités expérimentales sont *plus faibles* que les densités théoriques, on en conclut à la *dissociation de la molécule chimique* (perchlorure de phosphore, hydrate de chloral, vapeur d'iode, etc.)

Dans le cas des liquides, M. Berthelot a trouvé que, dans la grande majorité des cas, la densité expérimentale se confond avec la densité théorique, c'est-à-dire que leur grandeur moléculaire est la même qu'à l'état gazeux; seuls l'acide acétique. les alcools et l'eau ont des densités expérimentales *plus fortes* que les densités théoriques, ce qui indique qu'il y a *association moléculaire.*

L'auteur a tracé (*Comptes rendus*, 27 février et 6 mars 1899) les courbes qui donnent le facteur $\frac{PV}{RT}$ par lequel il faut multiplier la densité du fluide pour avoir son poids moléculaire. Pour un gaz parfait ce facteur serait égal à l'unité. Plaçons-nous à 0° au voisinage de la pression atmosphérique et considérons des gaz à points critiques croissants; pour l'hydrogène le facteur est égal à 1,0006; il s'annule pour la température réduite

$$\frac{T}{T_c} = \sqrt{6} = 2,45\,;$$

il prend des valeurs décroissantes de 0,9996 à 0,9992 pour les gaz, azote, oxyde de carbone, oxygène; prend les valeurs de 0,9932 pour l'anhydride carbonique et 0,9764 pour l'anhydride sulfureux. L'éther et le sulfure de carbone viennent ensuite, mais la droite de liquéfaction, dont la position se calcule par la règle de Maxwell-Clausius se trouve avant les ordonnées qui leur correspondent; la courbe s'abaisse brusquement, et à la première branche représentant l'état gazeux dont les ordonnées étaient voisines de 1 succède une nouvelle branche représentant l'état liquide, dont les ordonnées sont beaucoup plus faibles; les valeurs relatives à l'éther et au sulfure de carbone sont voisines de 0,0040. La portion de courbe relative à l'état liquide est représentée par la relation suivante déduite par M. Berthelot de considérations théoriques

$$M = 11,4\, d \frac{T_c}{P_c\left(2 - \frac{T}{T_c}\right)}$$

M étant le poids moléculaire, $d$ la densité par rapport à l'eau, $T_c$ et $P_c$ les constantes critiques. Cette formule appliquée à une cinquantaine de liquides différents a permis de reconnaître que l'acide acétique, les alcools et l'eau, ont des densités trop fortes et des molécules associées.

Mais le facteur d'association des molécules liquides est plus difficile à déterminer que le facteur de dissociation des molécules gazeuses. Dans le cas d'un gaz, si la dissociation est complète, le volume est doublé. Dans

le cas d'un liquide dont $2^{mol}$ s'associent la théorie indique que le volume diminue de 11 pour 100. Or les écarts à la loi des états correspondants atteignant en moyenne 3 à 4 pour 100, il en résulte une notable incertitude si l'on compare plusieurs corps.

Le problème se simplifie si l'on considère un même corps à diverses températures et pressions : Appelons $i = \frac{M}{M'}$, le rapport du poids moléculaire calculé M au poids moléculaire théorique M'.

Prenons le sulfure de carbone à 0° et sous $1^{atm}$, on trouve $i = 0,965$, cet écart de 3,5 pour 100 avec l'unité ne dépassant pas l'incertitude de la loi des états correspondants, ce corps doit être regardé comme normal; à 0° et $1000^{atm}$ on a $i = 0,966$; à la température de 30°, sous $1^{atm}$ $i = 0,966$ et sous $1000^{atm}$ $i = 0,965$; le facteur $i$ reste constant; le corps reste toujours normal.

Un second cas, est celui de l'alcool méthylique; sa densité à 0° et sous $1^{atm}$ donne $i = 1,284$; ce nombre étant très supérieur à l'unité, le corps est polymérisé ; à 0° et sous $700^{atm}$, $i = 1,286$; à 30° sous $1^{atm}$ $i = 1,283$ et sous $700^{atm}$ $i = 1,281$. Le facteur d'association ne varie donc guère avec la température et la pression.

Un troisième cas est celui de l'eau. Le facteur $i = 1,43$ est très supérieur à l'unité et varie rapidement avec la température et la pression.

Pour aller plus loin dans ce dernier cas et calculer avec précision le degré de polymérisation et la proportion de molécules associées par rapport aux molécules normales il faudrait appliquer à l'eau l'équation caractéristique des mélanges; mais le problème déjà difficile si l'on suppose deux sortes de molécules seulement, devient pratiquement inabordable, si l'on en suppose davantage.

Les autres méthodes fondées sur les chaleurs de vaporisation, les constantes capillaires, etc., se heurtent d'ailleurs à des difficultés analogues; tandis que certains auteurs croient à une molécule simplement doublée $(H^2O)^2$, d'autres concluent à une polymérisation allant jusqu'à $(H^2O)^{18}$. S'il n'est guère douteux que les propriétés anormales de l'eau, si marquées au voisinage de sa température de solidification, s'expliquent qualitativement par une association moléculaire rapidement variable avec la température et la pression, il ne paraît exister aujourd'hui aucun procédé permettant d'aborder quantitativement l'ensemble du problème.

*Éclairage au néon*, par M. G. Claude. — M. Georges Claude communique le résultat de ses études sur l'éclairage au néon. L'éclat remarquable du spectre de ce gaz, la propriété, découverte par Collie, de l'illumination d'un tube renfermant du néon et un globule de mercure et simplement agité dans l'obscurité, enfin, la constatation par M. Bouty de la faiblesse extraordinaire de la cohésion diélectrique de ce gaz, sont venues successivement encourager M. G. Claude dans ses recherches. Ses premières tentatives ont eu pour but l'amélioration, à l'aide du néon, de la lumière des tubes à mercure. Elles n'ont pas donné de résultats appréciables. Il en a été autrement de la production directe de la lumière par le néon pur. Cependant, de grandes difficultés ont été rencontrées du fait que le néon se laisse masquer avec une grande facilité par la présence de très petites quantités de gaz étrangers, soit ceux qui sont introduits avec le néon, soit ceux que le passage du courant libère des électrodes ou des parois du tube. M. Claude est arrivé à surmonter cet inconvénient en munissant le tube chargé de néon d'un récipient à charbon plongé dans l'air liquide, qui absorbe les gaz étrangers à mesure de leur libération par le courant et qui finit, après une laborieuse *formation*, par laisser le néon à l'état de pureté.

M. Claude a installé, sous le péristyle du Grand Palais des Champs-Élysées, à l'occasion du Salon de l'Automobile, et avec le concours de la Société Moore, quatre tube de chacun 36$^{m}$ de long qui ont été formés par ce procédé et dont on a pu apprécier le joli effet décoratif. La lumière de ces tubes est naturellement très riche en rayons rouges et la façade du Grand Palais apparaissait comme embrasée d'une lueur rouge, très intense. Néanmoins, quand l'œil est dépourvu des termes de comparaison fournis par d'autres sources, il s'accoutume, avec une curieuse facilité, à cette lumière, et n'en conserve qu'une impression très chaude de jaune doré; cette lumière pourra donc avoir de nombreux emplois industriels que justifieront son extrême commodité d'emploi et son économie.

A défaut d'expériences sérieuses non encore effectuées sur cette installation du Grand Palais, M. G. Claude donne les conditions de fonctionnement d'un tube de 6$^{m}$ de long et de 45$^{mm}$ de diamètre qu'il fait fonctionner sous les yeux de la Société.

La différence de potentiel aux bornes de ce tube est seulement de 1000 volts, grâce à la faible rigidité diélectrique du néon : comme pour toutes les décharges de la nature de l'arc, cette différence de potentiel décroît légèrement quand le courant augmente, passant de 1100 volts à 980 quand le courant passe de 0,1 à 1 ampère.

Sous cette différence de potentiel de 1000 volts et le courant étant de 0,94 ampère, la puissance consommée est de 850 watts, révélant un facteur de puissance de 0,9, analogue à celui trouvé par Wedding pour les tubes Moore à azote.

Les mesures photométriques ont été faites par le procédé de Wedding, en considérant une tranche de quelques centimètres de longueur du tube, et à l'aide d'une lampe Carcel dont la lueur rougeâtre s'accommodait assez bien à la circonstance. On a trouvé 220 bougies par mètre, soit 1320 bougies en tout, correspondant à 0,64 w : b, et à 0,8 w : b, si l'on tient compte du circuit primaire et de la self-régulatrice.

Ce rendement se trouverait fort amélioré avec des tubes plus longs, car une partie notable de l'énergie est perdue aux électrodes, et cette perte n'augmenterait pas avec la longueur. Des électrodes auxiliaires permettent de mesurer cette perte aux électrodes, qui n'est pas moindre, pour le tube ci-dessous, de 300 watts sur les 850 absorbés. On peut conclure de ces résultats et des perfectionnements encore à réaliser dans la pression du néon la densité du courant, le diamètre des tubes... que le rendement global actuel atteint 0,6 w : b pour des tubes de 30$^{m}$ à 40$^{m}$, et qu'il s'abaissera probablement au voisinage de 0,5 w.

*La théorie électromagnétique et le bleu du ciel;* par M. P. Langevin. — M. Langevin désire montrer sous quelle forme intuitive et simple la théorie électromagnétique, telle qu'elle se présente actuellement, permet d'exposer les résultats obtenus par Lord Rayleigh entre 1871 et 1899 sur l'origine du bleu du ciel.

Lord Rayleigh a étudié la diffusion de la lumière par des particules en suspension en se plaçant d'abord au point de vue de la théorie élastique de Fresnel et en supposant à l'intérieur des particules une densité d'éther plus grande que dans l'espace intermédiaire. Il a retrouvé ensuite les mêmes résultats en partant de la théorie électromagnétique telle que l'a formulée Maxwell et en admettant pour ses particules un pouvoir inducteur spécifique différent de celui du milieu environnant. Il arriva ainsi à formuler les lois connues : l'énergie que représente la lumière diffusée est à celle de la radiation incidente dans un rapport qui varie proportionnellement au nombre et au volume des particules en suspension et en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde, d'ou résulte la

prédominance du bleu dans la lumière diffusée. Dans un travail ultérieur il montra que les particules diffusantes auxquelles est dû le bleu du ciel sont probablement les molécules elles-mêmes. Comme conséquence, la comparaison des éclats du ciel et du Soleil donne un moyen de calculer le nombre des molécules; l'intensité de la lumière d'un ciel pur est directement liée à la grosseur du grain moléculaire, et permet de l'atteindre.

L'introduction des électrons dans la théorie électromagnétique permet de simplifier beaucoup l'analyse de Rayleigh sans en changer les résultats.

On est conduit à admettre l'existence à l'intérieur des molécules d'électrons auxquelles elles doivent leurs propriétés électromagnétiques et optiques.

La polarisation diélectrique et le pouvoir inducteur spécifique résultent du fait qu'un champ électrique extérieur déplace les électrons à partir de leur position d'équilibre ou de leur mouvement ordinaire et donne à la molécule un mouvement électrostatique.

Le champ électrique périodiquement variable présent dans une onde lumineuse incidente produit de la même manière une polorisation périodique, un mouvement périodique des électrons et ceux-ci deviennent à leur tour source de radiations diffusées en tous sens en vertu de la relation, fondamentale dans cette théorie, entre le rayonnement qu'émet un électron et l'accélération qu'il subit.

Chaque électron, agité par le champ périodique de l'onde incidente émet en conséquence des ondelettes de même période et la superposition de celles-ci détermine la manière dont la radiation se propage à l'intérieur du milieu matériel.

La relation simple qui existe entre l'accélération d'un électron et les champs électrique et magnétique dans l'ondelette sphérique qu'il émet, montre que ces champs sont transversaux, perpendiculaires l'un à l'autre et représentent des énergies égales par unité de volume. Leur intensité est nulle dans la direction même de l'accélération et maximum dans les directions perpendiculaires. Le champ électrique est situé dans le plan normal à l'onde qui contient la direction de l'accélération.

On déduit de là immédiatement que la lumière diffusée par le ciel à angle droit de la direction du soleil doit être complètement polarisée dans le plan qui passe par le soleil, le point du ciel qu'on regarde et l'œil de l'observateur.

En effet une seule des deux composantes polarisées rectilignement dans lesquelles on peut décomposer la lumière naturelle du soleil fournit des ondelettes dont l'intensité n'est pas nulle pour la direction d'observation, et c'est celle qui est polarisée dans le plan indiqué. Pour les directions de visée non perpendiculaires à celle du Soleil, on prévoit, conformément à l'expérience, une polarisation partielle pour la lumière qui vient du ciel. Des conséquences analogues pour les liquides contenant en suspension de très fines particules et donnant le bleu de Tyndall, ont été vérifiées expérimentalement par Lord Rayleigh.

Dans une direction oblique par rapport à celle de l'onde incidente, les ondelettes émises par les molécules, distribuées au hasard, ont entre elles des différences de phase distribuées également au hasard et, d'après le théorème de Babinet ajoutent leurs intensités. De sorte que la lumière diffusée dans cette direction a une intensité proportionnelle au nombre des molécules présentes par unité de volume. Si l'on admet que la polorisation prise par chaque molécule sous l'action du champ électrique de l'onde est instantanée, c'est-à-dire la même que pour le même champ statique, ce qui revient à négliger l'inertie des électrons et la dispersion qui en résulte (approximation légitime pour tous les milieux qui comme l'air, obéissent à la relation de Maxwell entre le pouvoir inducteur spécifique et le carré de l'indice), on retrouve la loi de Rayleigh sur la quatrième puissance

de la longueur d'onde, et par suite la formule donnée par lui pour déduire la constante d'Avogadro de la comparaison des éclats du ciel et du soleil.

Il est intéressant de chercher comment les considérations précédentes s'accordent avec la théorie électromagnétique ordinairement donnée pour la réfraction, dans laquelle toute l'énergie de l'onde incidente se retrouve dans les ondes réfléchies et réfractées, sans qu'il en reste pour la lumière diffuse, et pourquoi, d'autre part, tous les corps transparents ne paraissent pas bleus.

La solution de ce paradoxe apparent s'obtient en remarquant que si l'on compose les ondelettes dans la *direction même* de l'onde incidente, leurs phases ne sont plus désordonnées comme il arrivait dans les directions obliques, et leurs amplitudes s'ajoutent au lieu de leurs intensités. Il en résulte que l'intensité résultante dans la direction de l'onde primitive, proportionnelle au carré de l'amplitude, est aux intensités dans les directions obliques dans le rapport du carré du nombre des molécules à ce même nombre, c'est-à-dire comme ce nombre lui-même. On voit ainsi que les théories ordinaires, où les équations employées supposent la continuité du milieu, et correspondent à un nombre infini de grains, donnent une intensité nulle pour la lumière diffusée obliquement. Celle-ci est donc une conséquence de la grosseur finie du grain et on conçoit que son observation permette de saisir celui-ci.

*Comparaison spectrophotométrique de l'éclat du ciel et de l'éclat du soleil* (expériences faites au Mont Blanc); par MM. Ed. Bauer et M. Moulin. — I. La formule qui vient d'être établie dans la Communication précédente a déjà été soumise à l'expérience. Zettwuch a cherché à vérifier la loi en $\lambda^{-4}$ ; mais il opérait à faible altitude, et il n'a pu obtenir des résultats concordants. Pour être dans de bonnes conditions, il faut opérer par temps clair, à altitude élevée, comme l'ont fait Majorana (Etna) et Sella (Mont Rose). Ces physiciens se sont contentés de comparer la lumière bleue du ciel avec la lumière blanche du soleil, pour en tirer N; mais on obtient pour N des nombres variant dans le rapport de 1 à 2,5 suivant la longueur d'onde moyenne qu'on introduit dans la formule. Lord Kelvin a choisi $\lambda = 6.10^{-5}$, mais si l'on tient compte de ce que les courtes longueurs d'ondes dominent, on pourrait prendre aussi $4,8.10^{-5}$.

II. MM. Bauer et Moulin ont effectué de nouvelles mesures à l'Observatoire Vallot, au Mont Blanc (4350m), à l'aide d'un spectrophotomètre construit spécialement, qu'ils présentent à la Société. Cet appareil comprend en principe, deux lunettes et un système de prismes, montés comme dans un équatorial coudé, permettant de former côte à côte sur la fente d'un spectroscope, les images du soleil, et d'un point déterminé du ciel. On amène les deux plages à l'égalité, à l'aide de prismes absorbants analogues de ceux du pyromètre optique de M. Féry, qui sont disposés sur le trajet des rayons solaires. Ces prismes ont été étalonnés à l'aide de nicols puis à l'aide d'un disque tournant à fente de largeur variable. Les deux procédés donnent le même résultat, mais le second est plus précis. L'étallonnage est assez délicat parce que le rapport $\frac{E}{e}$ à mesurer est de l'ordre de $5.10^6$

L'ensemble de l'appareil peut tourner autour d'un axe parallèle de l'axe du monde, de manière à suivre le Soleil. Des cercles divisés permettent de calculer les angles $\beta$ et $\zeta$ qui interviennent dans la formule.

III. L'été 1910 a été malheureusement très peu favorable aux observations. Sur six jours de séjour total à l'Observatoire, deux matinées seulement ont pu être utilisées où le ciel était relativement beau. Mais un vent

d'ouest persistant provoquait la formation brusque de cirri très légers qui s'évaporaient ensuite.

Dans ces conditions, il était impossible de vérifier la loi en $\lambda^{-4}$. Les mesures ont été effectuées au voisinage des raies *c* (Rouge, H), D (jaune, Na), *b* (vert, Mg). Le tableau suivant donne les valeurs de $N.10^{-22}$ rapportées à la molécule-gramme ;

| Couleur. | Chamonix 1050m. | Observatoire Vallot (4350m). 17 août. | | 18 août. | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Vert *b*...... | 22 | 45 | 40 | 50 | 30 | 39 | 42 | 30 |
| Jaune D.... | 17 | 31 | 25 | 35 | 29 | 29 | 24 | 20 |
| Rouge C... | 10 | 20 | 14 | 15 | 23 | 17 | 11,5 | 14 |

Les valeurs les plus probables de N sont $70.10^{22}$ (J. Perrin) et $62.10^{22}$ (Rutherford-Regener).

Si l'on remarque que des poussières ou des gouttes d'eau présentes dans l'atmosphère augmentent l'éclat du ciel, on trouve que les valeurs calculées pour N doivent être trop petites. De plus, comme ces gouttes renvoient de la lumière blanche, la lumière du ciel contient plus de rouge que n'en donne la formule, et les valeurs de N calculées doivent être plus petites pour le rouge que pour le vert. C'est bien ce qui a lieu.

Mais il faut faire attention que l'air n'est pas éclairé uniquement par le Soleil, et que la lumière réfléchie par le sol, en partie couvert de neige, joue un rôle important. Pour en tenir compte, il faudrait multiplier les résultats ci-dessus par un facteur $1+\rho$, $\rho$ étant le pouvoir réflecteur (*albedo*) du sol. D'après lord Kelvin, $\rho$ serait compris entre 0,3 et 0,7. Il faudrait donc multiplier les nombres des tableau précédent par un facteur voisin de 1,5.

Les résultats sont donc de l'ordre de grandeur voulue. Les auteurs pensent qu'on obtiendra des nombres beaucoup plus concordants lorsque les conditions atmosphériques seront meilleures.

L'appareil décrit ci-dessus a pu être construit grâce à une subvention accordée par l'Académie des Sciences sur le Fonds Bonaparte. Les frais d'ascension ont été supportés par la Société des observatoires du Mont Blanc. MM. Bauer et Moulin remercient M. Vallot, qui s'est chargé de l'organisation de l'expédition.

---

## SÉANCE DU 6 JANVIER 1911.

### Présidence de M. Bertin.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.

Le procès-verbal de la séance du 16 décembre 1910 est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 20 janvier 1911.

MM. Boll (Marcel), Agrégé des Sciences physiques, à Paris; présenté par MM. P. Langevin et J. Perrin.
Darmezin (René), à Paris; présenté par MM. Ph. Pellin et F. Pellin.
Dutoit (Paul), Professeur de Chimie physique à l'Université de Lausanne; présenté par MM. Bertin et Abraham.
Dr Pottevin, Secrétaire général de l'Office international d'Hygiène publique à Paris; présenté par MM. Bertin et Abraham.
Sève (Pierre), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Caen: présenté par MM. Villard et Abraham.

*Sur le principe de Carnot-Clausius et les équations de Lagrange;* par M. L. Décombe. — I. Si l'on désigne par $dQ$ la quantité de chaleur *absorbée* dans une modification infiniment petite par un système matériel dont la température $\theta$ est supposée uniforme, le principe de Carnot-Clausius s'exprime analytiquement par la relation

(1) $$dQ = \theta\, dS - \eta^2,$$

dans laquelle $dS$ désigne la différentielle totale d'une fonction S appelée *entropie*, et $\eta^2$ une quantité essentiellement positive.

La chaleur $dQ$ *absorbée* par le système se compose donc généralement de deux parties : 1° la chaleur dite *compensée* ($\theta\, dS$) employée à accroître l'entropie S; 2° la chaleur *non compensée* ($-\eta^2$) de laquelle nous ne savons rien autre chose, *a priori*, sinon qu'elle est essentiellement négative.

Une *modification compensée* est celle pour laquelle la chaleur non compensée est nulle. Elle est caractérisée par la relation simple

(2) $$dQ = \theta\, dS.$$

Ces notions rappelées, M. L. Décombe expose la première partie du travail qu'il a entrepris dans la voie ouverte par Helmholtz pour rattacher le principe de Carnot-Clausius aux équations de Lagrange.

II. Soit un système défini par deux catégories de paramètres :

1° Les paramètres *sensibles* $q$, à variation lente, caractérisant les modifications visibles du système ;

2° Les paramètres *cachés* $x$, à variation rapide, représentant l'agitation calorifique invisible.

Soit $\Sigma\, Q\, dq + \Sigma\, X\, dx$ le travail élémentaire extérieur. Admettons avec Helmholtz, que le terme $\Sigma\, X\, dx$ corresponde à la quantité de chaleur $\Delta\Omega$ absorbée par le système, le terme $\Sigma\, Q\, dq$ représentant le travail mécanique proprement dit. Soient, de plus, $U(q, x)$ [1] l'énergie potentielle interne et L la demi-force vive totale du système.

L est une fonction quadratique et homogène des $q' = \frac{dq}{dt}$ et des $x' = \frac{dx}{dt}$ et l'on peut écrire

(2) $$L = \Sigma\, A\, q'_i q'_j + \Sigma\, B\, x'_i x'_j + \Sigma\, C\, q'_i x'_j.$$

---

[1] En posant symboliqnement pour abréger

$$U(q, x) = U(q_1, q_2, \ldots, x_1, x_2, \ldots).$$

D'une manière semblable, on posera plus loin :

$$F(q, x) = F(q_1, q_2, \ldots, x_1, x_2, \ldots).$$

On supposera explicitement que L ne soit fonction des $x$ que par l'intermédiaire du seul terme $w = \Sigma B x'_i x'_j$ qui représente la demi-force vive d'agitation calorifique.

Ceci posé, M. L. Décombe considère, sous le nom de *système partiellement conservatif*, un système dont la demi-force vive calorifique $w$ soit constamment égale à une fonction donnée F des variables $q$ et $x$, de telle sorte qu'on ait identiquement, en vertu des équations du mouvement :

$$w = F(q, x). \tag{3}$$

En écrivant, pour un tel système, les équations de Lagrange relatives aux paramètres $x$, on obtient facilement les relations

$$X = \frac{\partial(F + U)}{\partial x} \tag{4}$$

en nombre égal à celui des paramètres $x$.

La quantité de chaleur absorbée $\Delta\Omega$ prend alors la forme :

$$\Delta\Omega = \sum \frac{\partial(F + U)}{\partial x}. \tag{5}$$

Dans le cas particulier où les $x$ ne figurent dans F et U que par l'intermédiaire d'une même fonction $\sigma(x)$, si l'on pose :

$$\frac{\partial(F + U)}{\partial \sigma} = \theta, \tag{6}$$

il viendra :

$$\Delta\Omega = \theta \sum \frac{\partial \sigma}{\partial x} \partial x. \tag{7}$$

Dans ce cas, on dira que le système possède une température uniforme $\theta$.

Mais la formule (6), résolue par rapport à $\sigma$, donne une relation :

$$\sigma = S(\theta, q) \tag{8}$$

qu'on peut différentier totalement :

$$\sum \frac{\partial \sigma}{\partial x} dx = dS(\theta, q). \tag{9}$$

En portant cette valeur dans (7), il vient finalement

$$\Delta\Omega = \theta\, dS(\theta, q). \tag{10}$$

*Cette relation exprime le principe de Carnot-Clausius pour le cas des transformations compensées, la fonction* S *jouant le rôle d'entropie et* $\theta$ *celui de la température.*

En d'autres termes, la fonction $\theta$ est facteur intégrant de la quantité de chaleur élémentaire.

III. Plus généralement, cette propriété appartient à toute fonction de la forme $\theta\psi(S)$. L'analyse précédente ne définit donc la température absolue qu'à un facteur près $\psi(S)$, fonction arbitraire de la seule entropie ; il en est, d'ailleurs, nécessairement ainsi de toute définition purement thermodynamique.

On peut se proposer de rechercher à quelle condition la demi-force vive calorifique $w = F(q, x)$ sera facteur intégrant de $d\Omega$.

Les $x$ ne figurant, par hypothèse, dans F que sous le signe $\sigma$, on aura, d'une part : $w = F(\sigma, q) = F(S, q)$ et, d'autre part, en vertu de (6) : $\theta = \frac{\partial(F+U)}{\partial\sigma} = \frac{\partial(F+U)}{\partial S}$ (puisque $\sigma = S$).

La condition cherchée est donc la suivante :

$$F(S, q) = \frac{\partial(F+U)}{\partial S}\psi(S). \tag{11}$$

IV. En résumé, *la notion de système partiellement conservatif permet de rattacher d'une manière simple et directe les modifications thermodynamiques compensées aux équations de Lagrange*, moyennant l'hypothèse que les paramètres cachés ne figurent dans l'énergie interne totale F + U que par l'intermédiaire d'une fonction $\sigma$ des seuls paramètres cachés.

Cette hypothèse, qui constitue d'ailleurs la condition d'uniformité de température, permet de dégager la véritable signification des *systèmes monocycliques* entrevus par Helmholtz. *Doit être considéré, en effet, comme monocyclique tout système dépendant d'un nombre quelconque de paramètres rapides lorsque ceux-ci ne figurent dans les équations du mouvement que par l'intermédiaire d'une seule fonction $\sigma$ constamment égale à l'entropie du système et jouant le rôle de paramètre lent.*

On retrouve ainsi, par une voie différente, la notion statistique de mouvement ordonné.

Le cas des transformations non compensées sera envisagé ultérieurement.

*Rotation spontanée de l'arc à mercure et rotation dans un champ magnétique. Observation du phénomène de Döppler;* par A. Dufour. — M. A. Dufour a utilisé un arc à mercure jaillissant sous basse pression entre deux électrodes concentriques en mercure, séparées l'une de l'autre par un tube de quartz vertical d'un diamètre de l'ordre du centimètre. Le mercure central est relié au pôle négatif de la source électrique.

1° *Rotation spontanée.* — La pression dans l'ampoule scellée étant de l'ordre du $\frac{1}{10}$ de millimètre de mercure, si l'on allume l'arc, on constate au bout de quelques minutes, quand le mercure s'est échauffé, que l'arc apparaît sous la forme d'une calotte de révolution recouvrant l'extrémité supérieure du tube de quartz.

Par l'observation de cette calotte lumineuse au miroir tournant, M. A. Dufour montre à la Société qu'elle est due à la rotation rapide de l'arc autour de l'axe de symétrie de l'appareil. La vitesse de rotation dépend de l'intensité du courant; on a pu observer une vitesse de 1600 t : s. Le sens de cette rotation peut changer brusquement, bien que la vitesse conserve la même valeur, ainsi que le montre un cliché projeté devant la Société. M. A. Dufour explique la constance de la vitesse de rotation par l'action électromagnétique de l'arc sur lui-même.

2° *Rotation dans un champ magnétique.* — Quand l'arc est placé dans un champ magnétique vertical, son intensité et son éclat augmentent considérablement; la dépense d'énergie croît moins vite. L'expérience est réalisée devant la Société.

En même temps, surtout si la pression est de l'ordre du millimètre de mercure, l'arc se met à tourner avec une vitesse qui, mesurée au miroir

tournant, peut atteindre la valeur de 17000 t : s; le sens de la rotation est ici défini d'après la règle classique de l'Electromagnétisme. M. A. Dufour répète, devant la Société, l'expérience consistant, comme M. Perot l'a fait dans une expérience analogue, à utiliser un moulinet de Crookes, placé ici au bord du tube de quartz central. Ce moulinet montre, par sa rotation, celle de l'arc et permet de trouver son sens.

Une telle vitesse de rotation correspond à une vitesse linéaire de 650 m : s au bord du tube de quartz. Il y avait donc lieu de rechercher le phénomène de Döppler sur la lumière émise par les bords de l'arc.

A cet effet, M. A. Dufour a utilisé un étalon Perot et Fabry, à lames semi-argentées, avec cales en invar, d'épaisseur $1^{cm}$. On observe les anneaux à l'infini fournis par cet appareil éclairé par l'un des deux bords de l'arc. A cause de la valeur élevée du champ, le phénomène de Zeeman s'ajoute à celui qu'on recherche; aussi, on place un nicol convenablement orienté sur le trajet des rayons.

Dans un premier procédé d'observation, M. A. Dufour s'est servi du dispositif optique convenable pour utiliser à la fois les deux bords de l'arc, et obtenir des anneaux dont chaque moitié est due à chaque bord de l'arc. En changeant plusieurs fois de suite le sens du champ, on constate sur ces demi-anneaux le phénomène correspondant à celui du balancement des raies.

Les photographies projetées par M. A. Dufour ont été obtenues par un autre procédé : on utilise un seul bord de l'arc et l'on enregistre les demi-anneaux de la raie violette correspondant aux deux sens du champ. Les mesures ont été faites sur ces mêmes anneaux, entiers cette fois.

On trouve ainsi un effet Döppler inférieur à celui qui correspondrait à la vitesse mesurée au miroir tournant; en outre le déplacement est plus grand, quand l'arc s'éloigne de l'observateur que lorsqu'il s'en approche. Des mesures complémentaires, faites avec la lumière venant du milieu de l'arc, indiquent qu'il ne paraît pas y avoir d'erreur systématique dans les expériences.

Pour expliquer ces résultats, M. A. Dufour admet que : 1° la trajectoire lumineuse du courant (lieu des points qui à chaque instant envoient de la lumière) tourne seule à la grande vitesse observée précédemment; 2° en créant sur son passage la luminosité de la vapeur, le courant entraîne avec lui les particules constituant les sources lumineuses, dans le sens de son mouvement avec une vitesse inférieure à celle qu'il a lui-même; 3° enfin l'ensemble se trouve entouré de vapeur non lumineuse quoique absorbante et qui participe au mouvement de rotation avec une vitesse encore plus faible.

Dans le calcul correct de l'effet Döppler, il faut, comme l'a montré W. Michelson, considérer la variation de longueur optique du trajet parcouru par la lumière. M. Cotton avait d'ailleurs attiré l'attention de M. Dufour sur ce point.

Mais en outre, dans le calcul de ce chemin optique, il faut tenir compte de la dispersion anormale. Cette dispersion paraît rendre compte, en effet, de la dissymétrie observée. Quand une source se meut avec une vitesse $v$ dans une atmosphère supposée immobile, la longueur d'onde reçue par l'observateur fixe diffère de celle qu'il reçoit quand la source est immobile, d'une quantité $d\lambda$ donnée par

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = n\frac{v}{V},$$

où V est la vitesse de la lumière dans le vide et $n$ l'indice de la vapeur pour la période lumineuse déjà modifiée par le mouvement de la source. Le changement de longueur d'onde observé doit donc avoir deux valeurs

différentes suivant le sens du déplacement de la source par rapport à L'observateur (1).

*Remarques sur les applications à l'Astrophysique des travaux de W. Michelson et de A. Dufour;* par M. A. Cotton. — M. A. Cotton pense que l'article trop peu connu de W. Michelson sur l'effet Döppler, et le travail de M. Dufour qui le complète en tenant compte de la considération de la dispersion anomale, méritent d'attirer l'attention des astrophysiciens. M. Cotton a fait à ce sujet, au dernier *Congrès des recherches solaires*, qui a eu lieu à l'Observatoire du mont Wilson au mois de septembre dernier, quelques remarques : elles sont reproduites et complétées dans un article qui paraîtra dans le prochain numéro du *Radium*.

M. Cotton estime qu'il y a un moyen expérimental de savoir si la dispersion anomale intervient dans l'explication de certains phénomènes constatés en étudiant le soleil ou les astres entourés d'une atmosphère; de savoir notamment si l'on peut rendre compte, en partant de là, de certains résultats paradoxaux relatifs aux vitesses radiales : la dispersion anomale ne se manifeste pas avec une égale netteté au voisinage de toutes les raies d'un même corps. C'est ainsi que Ladenburg et Loria (*Berichte d. deutsch. phys. Gesell.*, t. X, 1908, p. 858) ont mis hors de doute son existence au voisinage de la raie rouge de l'hydrogène, mais n'ont pas réussi à la constater (en opérant pourtant dans les mêmes conditions) près de la raie bleue. On pourra donc rechercher si les anomalies à expliquer s'observent surtout au voisinage des raies près desquelles la dispersion anomale est la plus marquée.

Ici encore la comparaison des recherches astronomiques et des expériences de laboratoire pourra donc se montrer fructueuse. Il semble difficile, il est vrai, de constater directement les anomalies de la dispersion lorsqu'elles sont concentrées dans un intervalle spectral aussi étroit que celui envisagé par M. Dufour. Mais M. Cotton pense que cette difficulté pourrait être levée et qu'il sera peut-être possible de voir si effectivement les indices de la vapeur de mercure luminescente s'écartent sensiblement de l'unité au voisinage des raies du spectre *visible* du mercure. On utiliserait par exemple le procédé très ingénieux indiqué par Wood pour changer légèrement, d'une façon variable à volonté, la longueur d'onde des radiations sensiblement monochromatiques envoyées par une source, et qui consiste à disposer convenablement la source dans un champ magnétique, en n'utilisant qu'une composante de la raie modifiée par le phénomène de Zeeman.

---

(1) L'une des projections faites au cours de la Communication de M. Dufour a été faite avec une lampe à arc de construction américaine : M. Cotton donne quelques indications sur ce modèle de lampe à main intéressant et peu coûteux, construit par Gaertner, à Chicago, et qu'il avait vu employer avec avantage dans le laboratoire de M. C.-A. Skinner (*Brace Laboratory*) à Lincoln. Cette lampe dispense d'une lanterne; les charbons, à angle droit, pénètrent dans une petite enceinte de laiton coulé qui sert en même temps de support aux pièces servant à supporter et à mouvoir les charbons : on peut, sans déplacer la main, grâce à un système de pignons coaxiaux, déplacer soit l'un ou l'autre des deux charbons, soit les deux à la fois. On se rend compte de la position du cratère utilisé et on le ramène, quand il est nécessaire, à une place déterminée une fois pour toutes, grâce à la présence d'une petite chambre noire à trou, portant une plaque de mica dépoli munie d'un repère sur laquelle vient se former l'image renversée de l'arc. Pour plus de commodité, le modèle présenté qui a reçu, comme les lampes employées au *Brace Laboratory*, quelques perfectionnements de détail, porte deux petites chambres noires semblables, une de chaque côté.

*Expériences de projection;* par M. DUSSAUD. — Le nouvel appareil de projection que j'ai l'honneur de faire fonctionner devant vous est caractérisé :

1° Par son *éclairage à la lumière froide;*
2° Par son *volume réduit;*
3° Par son *faible poids.*

1° *Éclairage.* — Il est dû à une lampe électrique à incandescence donnant une *lumière absolument froide, évitant tout danger* de brûlure ou d'incendie. Le courant réglé par un rhéostat est fourni soit par le secteur, soit par pile ou accumulateur de poche, soit par une minuscule dynamo actionnée au pied.

Comme vous le voyez par le voltmètre et l'ampèremètre de l'accumulateur que j'emploie, 6 watts suffisent pour obtenir une projection de 2 mètres sur 2 mètres.

Pour prolonger la durée de la lampe on peut employer, comme je vais le faire devant vous, un interrupteur de courant qui donne 100 interruptions à la seconde.

2° *Volume.* — L'appareil a $0^m,15$ de long, $0^m,10$ de haut et $0^m,10$ de large.

3° *Poids.* — L'appareil pèse $900^g$.

Avec deux ou trois appareils on obtient naturellement tous les résultats possibles avec les doubles ou triples lanternes.

*Application du gyroscope et de l'air comprimé aux appareils destinés à prendre des vues cinématographiques;* par M. C. DE PROSZYNSKI. — Pour éviter les trépidations de l'appareil photographique, l'auteur l'a muni d'un gyroscope dont l'axe est parallèle à la ligne de visée de l'appareil optique.

Les propriétés bien connues du gyroscope font que l'appareil ne peut plus subir de mouvements brusques (trépidations) et, pourtant, on peut changer lentement son orientation pour suivre les objets en mouvement.

Une autre imperfection des appareils les plus répandus tient à ce que le mouvement du *film* se fait au moyen d'une manivelle lors de la prise des vues, et que le mouvement de la main produit inévitablement un balancement de l'appareil et des images.

Pour parer à ce défaut, M. de Proszynski emploie *un moteur à air comprimé* dont on recharge aisément le réservoir au moyen d'une pompe de bicyclette. Le moteur à air comprimé, beaucoup plus léger et moins encombrant qu'un moteur électrique avec ses accumulateurs, ou qu'un appareil à ressorts, peut être placé dans la chambre photographique elle-même, et tout l'appareil est alors particulièrement maniable.

M. de Proszynski termine en projetant des vues cinématographiques prises au moyen de l'appareil qui vient d'être présenté à la Société.

---

## RAPPORT DE LA COMMISSION DES COMPTES

SUR L'EXERCICE 1909-1910.

MESSIEURS,

Les comptes de l'Exercice clos le 31 octobre dernier comprennent les Articles suivants :

*Recettes.*

| | | |
|---|---|---|
| En caisse au 1er novembre 1909 | | fr 16929,47 |
| Cotisations arriérées | fr 810,00 | |
| » 1910 | 10700,00 | 11590,00 |
| Entrées | 80,00 | |
| Souscriptions perpétuelles | | 3350,00 |
| Intérêts du capital | | 7423,50 |
| Vente des publications de la Société | | 232,50 |
| Subvention ministérielle | | 240,00 |
| Participation à la fourniture du courant continu à la Société des Électriciens | | 100,00 |
| Différence entre les actions remboursées et les actions achetées. | | 267,55 |
| TOTAL DES RECETTES | | 40133,02 |

*Dépenses.*

| | |
|---|---|
| Loyer du siège social | 600,00 |
| Traitement de l'agent | 2400,00 |
| Abonnements et reliures | 655,45 |
| Indemnité pour le service de la Bibliothèque | 300,00 |
| Bibliothèque circulante | 206,90 |
| Frais de bureau | 42,70 |
| Affranchissements, correspondance, travaux courants, imprimés divers | 1098,45 |
| Etrennes et gratifications | 262,00 |
| Distribution du *Bulletin* et des *Ordres du jour* | 492,25 |
| Recouvrement des cotisations | 803,10 |
| Séance de Pâques et conférences | 2235,55 |
| Gravure du *Bulletin* | 90,00 |
| Impressions Deslis | 3140,25 |
| » Gauthier-Villars | 4928,60 |
| Electricité courant continu | 152,05 |
| Frais de volumes des constantes | 239,85 |
| Frais d'expériences | 320,00 |
| Entretien sépulture Fresnel | 15,00 |
| Impressions Lasnier | 445,00 |
| Devilaine et Rougé | 771,85 |
| Augustin (couronne) | 100,00 |
| Subvention aux Amis des Sciences | 100,00 |
| Frais de notaire et M. Roux (vérification) | 50,65 |
| Volume Curie (Gauthier-Villars) | 80,35 |
| Divers | 17,25 |
| TOTAL DES DÉPENSES | 19547,25 |

| | | | |
|---|---|---|---|
| D'où résulte un excédent de recettes, en caisse au 1er novembre 1910, de | | | fr 20585,75 |
| A déduire : | | | |
| Achats de 25 Orléans nouvelles | 10758fr,15 | | 17196,3 |
| » 16 Orléans anciennes | 6438fr,15 | | |
| Reste net un excédent de recettes en caisse au 1er novembre 1910. | | | 3389,45 |

### Situation.

La situation de la Société au 1er novembre 1910 se résume ainsi :

*Actif.*

| | |
|---|---|
| 516 obligations Nord, Est, Paris-Lyon-Méditerranée, Midi, Orléans et Ouest achetées 229673fr,20 et valant au 31 octobre 1910. | 222758,10 |
| En caisse au 1er novembre 1910 | 3389,45 |
| 25 obligations nouvelles Orléans valant au 31 octobre 1910 | 10758,15 |
| 15 obligations anciennes Orléans valant au 31 octobre 1910 | 6438,15 |
| TOTAL DE L'ACTIF EN TITRES ET NUMÉRAIRE | 243343,85 |

*Passif.*

Néant.

*Seconde partie de l'Actif.*

Indépendamment des titres déposés en banque et qui constituent son avoir en partie immédiatement réalisable, la Société possède, en dépôt chez M. Gauthier-Villars, un grand nombre de volumes qui augmentent sensiblement son avoir. En voici le relevé :

| | | |
|---|---|---|
| Coulomb | 437 | 2870 volumes. |
| Ampère I | 496 | |
| » II | 616 | |
| Pendule I | 625 | |
| » II | 696 | |
| Constantes I | 665 | 2260 volumes. |
| » II | 747 | |
| » III | 848 | |

Soit 5130 volumes ..................... portés pour Mémoire.
Cotisations à recouvrer, évaluées à .................. 500fr,00

*Statistique.*

| | | | |
|---|---|---|---|
| Au 1er novembre 1909, la Société comptait | 1525 | Membres | |
| Reçus en 1909-1910 | 70 | » | Paris..... 13<br>Province. 20<br>Etranger. 37 |
| TOTAL | 1595 | » | |
| A déduire : | | | |
| Décédés 26<br>Démissionnaires ou rayés 11 | 37 | » | |
| Membres au 1er novembre 1910 | 1558 | | |

savoir :

507 à Paris,
546 en province,
505 à l'étranger,

1558

Les Membres à vie sont au nombre de 409, savoir :

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| 390 (dont 87 décédés) ayant versé... | | 200, fr | soit......... | 78000,00 fr |
| 9 (dont 7 décédés) | » ... | 150, | » ......... | 1350,00 |
| 7 (dont 2 décédés) | » ... | 100, | » ......... | 700,00 |
| 3 (dont 1 décédé) | » ... | 50, | » ......... | 150,00 |
| 409 | | Ayant versé un total de | ............... | 80200,00 |

Paris, le 20 décembre 1910.

*Les Membres de la Commission,*

VIEILLE; BENOIT; FAIVRE-DUPAIGRE, Rapporteur.

# ASSEMBLÉE GÉNÉRALE ORDINAIRE

## DU 20 JANVIER 1911.

PRÉSIDENCE DE M. BERTIN.

La séance est ouverte à 8 heures et demie.
Le procès-verbal de la séance du 6 janvier est lu et adopté.

Les personnes qui ont été présentées dans la dernière séance sont élues membres de la Société.

Les personnes dont les noms suivent sont présentées pour être membres de la Société. Il sera statué sur leur admission dans la séance du 3 février 1911.

MM. LABORDE (Albert), ancien élève de l'École de Physique et de Chimie, licencié ès sciences, à Paris; présenté par MM. C. Chéneveau et A. Debierne.

MARCELIN (R.), agrégé de Physique à Paris; présenté par MM. Sacerdote et H. Abraham.

PLANK (Dr M.), Professeur à l'Université de Berlin (Allemagne), présenté par MM. L. Poincaré et H. Abraham.

SCHIDLOF (Arthur), Docteur ès sciences assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève (Suisse), présenté par MM. C.-E. Guye et H. Abraham.

M. le PRÉSIDENT annonce les pertes douloureuses que la Société vient de faire en les personnes de MM. HAGENBACH-BISCHOFF, professeur à l'Université de Bâle, et LECAT, professeur honoraire au lycée Janson de Sailly, et adresse à leurs familles l'expression de sa douloureuse sympathie.

M. le PRÉSIDENT rappelle que le Rapport de la Commission des comptes sur l'exercice 1909-1910 a été adressé à tous les membres de la Société; il demande s'il y a quelques observations à faire à ce Rapport. Aucune observation n'étant présentée, le Rapport de la Commission des comptes est mis aux voix et adopté.

M. le Président déclare le scrutin ouvert pour la nomination du Vice-Président, du Secrétaire général, du Vice-Secrétaire, de l'Archiviste-Trésorier et pour le renouvellement partiel du Conseil.

M. le Président proclame le résultat du vote. Sont élus :

*Bureau :*

*Vice-Président :* M. B. Baillaud, Membre de l'Institut.
*Secrétaire général :* M. Henri Abraham.
*Vice-Secrétaire :* M. J. Duclaux.
*Archiviste-Trésorier :* M. Ph. Pellin.

Sont élus membres du Conseil :

*Membres résidants :*

MM. de Broglie,
Chassagny,
Joly (L.),
Laporte,
Wallerant.

*Membres non résidants :*

MM. Perreau (Besançon),
Rothé (Nancy),
Lehmann (Karlsruhe),
Poynting (Birmingham).

Sur la proposition du Conseil, M. Nernst, professeur à l'Université de Berlin, est nommé à l'unanimité Membre honoraire de la Société.

Sont nommés Membres de la Commission du *Bulletin :* MM. Bouty, Guillaume (Ch.-Éd.) et Guillet (A.).

M. Bertin, Président sortant, prononce l'allocution suivante :

Mes chers Collègues,

Le premier devoir d'un président, au terme du mandat dont vous l'avez honoré, est de payer le tribut des regrets de la Société à tous ceux que la mort lui a ravis. La liste en est malheureusement longue. Depuis les adieux que M. Brillouin, mon prédécesseur, a adressés à notre ancien Président M. Pellat, dans la séance du 18 février dernier, nous avons perdu vingt-trois de nos collègues, parmi lesquels M. Joubert, ancien secrétaire général et ancien président, et Nestor Gréhaut qui unissait à un si haut degré toutes les qualités de cœur à son dévouement à la Science. Dans le corps enseignant, nous avons, de plus, perdu M. Bernard Brunhes, M. Gay, MM. Jénot, Saunier, Chabrerie, Duclos, Arsh, puis M. le Dr Auscher, M. le Dr Leuilleux; parmi les ingénieurs et constructeurs, M. Madamet. un de mes plus anciens et chers amis, qui s'était signalé, dès sa jeunesse, par la construction d'un appareil de précision; M. Hippolyte Fontaine, le collaborateur de Gramme; MM. Champigny, Hutin, Bablon, enfin le comte de Puyfontaine et le chimiste Horace Koechlin. De l'étranger, nous avons reçu avis de la mort de M. Kohlbrauch, président de la Physikalische technische Reichanstalt; de M. Henri Dufour, professeur à l'Université de Lausanne,

et du Colonel Teploff, du Génie militaire de Russie. Nos morts comptaient parmi nous de nombreuses et chaudes amitiés; la Société tout entière s'associe au deuil de leurs familles.

Dans le cours de l'année, du 1er novembre 1909 au 1er novembre 1910, le nombre des membres de la Société s'est élevé de 1525 à 1558, dont 1053 en France et 505 à l'étranger. Le progrès continue ainsi à se poursuivre. La situation financière n'est pas moins prospère, ainsi que vous l'exposera notre excellent trésorier M. Pellin; elle permet d'aborder sans témérité l'essai de fusion de notre *Bulletin* et du *Journal de Physique*, suivant l'accord qui est soumis à votre ratification.

L'appréciation des Mémoires de nos conférenciers exigerait des connaissances spéciales, qui me font trop défaut pour que j'ose l'entreprendre. Je me borne à constater que la Science française s'affirme ici, dans des discussions pleines de vie, et qu'elle est représentée avec un éclat digne de nos belles traditions. L'assiduité de mes fonctions a été récompensée par l'étendue des sujets sur lesquels il m'a été donné de m'instruire. L'électricité, la fée des temps modernes, a, le magnétisme compris, occupé le tiers de vos séances. Des problèmes aussi anciens, je dirais presque aussi antiques, que l'analyse spectrale et la théorie mécanique de la chaleur, ont reçu des développements inattendus. La composition de l'eau, que nous avions cru connaître, nous a été révélée sous un aspect nouveau. A la connaissance de l'élément liquide, s'est ajoutée celle de l'élément céleste par des communications sur la température des étoiles, sur l'origine de la couleur du firmament, sur le rapport de l'éclat du soleil à celui du ciel bleu. A ces données de haute curiosité scientifique, se sont ajoutés parfois des résultats d'une valeur toute pratique, tels que les sous-produits de la fabrication de l'air liquide, conséquences lointaines des belles découvertes de M. Cailletet.

Je ne cite point nos conférenciers, craignant de manquer à l'impartialité en ne les nommant pas tous. Il m'est du moins permis de remercier publiquement, pour leur aimable visite, M. J.-H. Poynting et M. W. Nernst, venus d'Angleterre et d'Allemagne, et de les féliciter pour leurs belles conférences du 31 mars et du 1er avril.

J'ai en terminant, à vous remercier, mes chers Collègues, de l'honneur que vous m'avez fait en m'appelant à la présidence de la Société, et, dans mes remercîments, à faire la part qui leur revient légitimement, à M. Sandoz, notre agent dévoué, à M. Pellin, notre trésorier, dont je rappelais tout à l'heure les éminents services, enfin et surtout à notre secrétaire général M. Abraham, dont le zèle inlassable, le haut savoir et l'expérience acquise en toutes choses rendent si facile la tâche de vous présider.

Je cède à M. Poincaré le fauteuil, auquel l'a appelé très naturellement une compétence que je serais tenté de lui envier.

M. L. Poincaré, en prenant la présidence, prononce une allocution où il remercie M. Bertin de l'assiduité et de la bonne grâce avec lesquelles il a présidé les séances durant l'année qui vient de s'écouler. Il exprime à la Société sa vive gratitude pour l'honneur qui lui a été fait et il l'assure de son entier dévouement.

---

# ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE

DU 20 JANVIER 1911.

**Projet de délibération soumis à l'Assemblée.**

*Première résolution.*

L'assemblée générale ordinaire et extraordinaire, réunie conformément aux articles IX, X, XV et XVII des statuts, — le quorum étant atteint pour délibérer valablement sur des modifications aux statuts et au règlement intérieur, — délibère :

Les modifications aux statuts proposées par le Conseil, et qui ont été indiquées dans les convocations adressées à tous les membres de la Société sont adoptées. — Elles seront applicables pour l'année 1911.

La présente délibération sera soumise à l'approbation du Gouvernement.

Le Président et le Secrétaire général sont délégués par l'Assemblée générale pour faire toutes formalités nécessaires à la transformation des statuts. Ils auront tous pouvoirs, pour consentir, au nom de la Société, les modifications de détails qui pourraient être demandées par l'Administration.

*Seconde résolution.*

Les modifications au règlement intérieur proposées par le Conseil sont adoptées.

**Projet de modifications aux Statuts adopté par le Conseil dans sa séance du 15 décembre 1910.**

| TEXTE ANCIEN. | TEXTE NOUVEAU. |
|---|---|
| ART. III. — Les Membres résidants sont ceux qui habitent le département de la Seine. Ils payent un droit d'entrée de 10 francs et une cotisation annuelle de 20 fr. | ART. III. — Les Membres résidants sont ceux qui habitent le département de la Seine. Ils payent un droit d'entrée de 10 francs et une cotisation annuelle de vingt-cinq francs. |
| Les Membres non résidants ne payent pas de droit d'entrée, et leur cotisation est fixée à 10 fr. | Les Membres non résidants ne payent pas de droit d'entrée, et leur cotisation est fixée à vingt francs. |
| Les Membres résidants ou non résidants deviennent Membres à vie et sont libérés de toute cotisation moyennant le versement de 200 fr. Les sommes versées pour rachat des cotisations sont placées ainsi qu'il est dit en l'article XIV, et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. | Les Membres résidants ou non résidants deviennent Membres à vie et sont libérés de toute cotisation moyennant un versement de trois cents francs. Les sommes versées pour rachat des cotisations font partie du fonds de réserve, ainsi |

| TEXTE ANCIEN. | TEXTE NOUVEAU. |
|---|---|
| Le nombre des Membres de ces trois catégories est illimité. | qu'il est dit en l'article XIV, et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société.<br>Le nombre des Membres de ces trois catégories est illimité. La qualité de Membres de la Société se perd : 1° par la démission ; 2° par la radiation, prononcée par le Conseil, pour non-payement de la cotisation ou pour motifs graves, le Membre intéressé ayant été préalablement appelé, dans ce dernier cas, à fournir ses explications — et sauf recours à l'Assemblée générale. |
| **Art. IV.** — Le titre de Membre honoraire est conféré comme un hommage et une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'étranger.<br>Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil. Ils sont nommés par la Société, à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.<br>Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.<br>Leur nombre est de dix au plus. | **Art. IV.** — Le titre de Membre honoraire est conféré comme une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'étranger.<br>Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil, ainsi que dans les Assemblées générales. Ils sont nommés par la Société, à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.<br>Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.<br>Leur nombre est de quinze au plus. |
| **Art. VI.** — Le Bureau ne comprend que des Membres résidants et est nommé à la majorité absolue des voix des Membres présents à la séance d'élection.<br>Le Président préside les séances de la Société et celles du Conseil.<br>Le Président d'une année est le Vice-Président de l'année précédente.<br>Le Secrétaire d'une année est le Vice-Secrétaire de l'année précédente.<br>Il n'est pas immédiatement rééligible.<br>Le Secrétaire général et l'Archiviste-Trésorier sont nommés pour deux ans ; ils sont tous deux rééligibles. | **Art. VI.** — Le Bureau est nommé à la majorité absolue des voix des Membres présents à la séance d'élection.<br>Le Président préside les séances de la Société et celles du Conseil.<br>Le Vice-Président et le Vice-Secrétaire d'une année deviennent le Président et le Secrétaire de l'année suivante.<br>Le Président et le Secrétaire ne sont pas immédiatement rééligibles comme Vice-Président et comme Vice-Secrétaire.<br>Le Secrétaire général et l'Archiviste-Trésorier sont nommés pour deux ans ; ils sont tous deux rééligibles. |
| **Art. VIII.** — La Société est administrée par un Conseil.<br>Le Conseil se compose du Bu- | **Art. VIII.** — La Société est administrée par un Conseil.<br>Le Conseil se compose du Bu- |

TEXTE ANCIEN.

reau et de vingt-quatre Membres nommés à l'élection. Ceux-ci sont renouvelés par tiers chaque année; tous les membres de la Société sont appelés à participer à cette élection, soit par dépôt direct de leur vote, soit par correspondance.

ART. XII. — Les revenus de la Société se composent :

1° Des droits d'entrée et cotisations payés par ses Membres;

2° Du revenu des biens et valeurs de toute nature lui appartenant;

3° Des dons et legs qu'elle peut recevoir.

ART. XIV. — Les excédents de recettes qui ne sont pas indispensables aux besoins ou au développement de la Société sont placés en son nom, en rentes sur l'Etat, en actions de la Banque de France ou en obligations des chemins de fer français émises par des Compagnies auxquelles un minimum d'intérêt est garanti par l'Etat.

TEXTE NOUVEAU.

reau, des anciens Présidents, des Membres honoraires et de vingt-quatre Membres nommés à l'élection.

Ceux-ci sont renouvelés par tiers chaque année : tous les Membres de la Société sont appelés à participer à cette élection, soit par dépôt direct de leur vote, soit par correspondance.

Toutes les fonctions de Membre du Conseil et de Membres du Bureau sont gratuites.

ART. XII. — Les revenus de la Société se composent :

1° Des droits d'entrée et cotisations payés par ses Membres;

2° Du revenu des biens et valeurs de toute nature lui appartenant;

3° Des dons et legs qu'elle peut recevoir;

4° Des ressources créées à titre exceptionnel et, s'il y a lieu, avec l'agrément de l'autorité compétente.

ART XIV. — Il est constitué un fonds de réserve. Ce fonds de réserve comprend : 1° les sommes versées pour le rachat des cotisations; 2° le capital provenant de celles des libéralités dont les revenus seuls auraient été destinés par les donateurs aux dépenses de la Société.

Ce fonds de réserve est placé, au nom de la Société, en rentes sur l'Etat, en valeurs dont le revenu comporte la garantie de l'Etat, des Villes ou des Chambres de commerce, des Départements, des Colonies et Protectorat français; en actions de la Banque de France ou du Crédit Foncier de France; en valeurs admises par la Banque de France pour les avances sur titres.

Ce fonds de réserve peut également être employé à l'acquisition d'immeubles nécessaires au but poursuivi par la Société.

Ceux des biens et valeurs mobilières donnés ou légués à la Société qui doivent faire partie du fonds

| TEXTE ANCIEN. | TEXTE NOUVEAU. |
|---|---|
| | de réserve peuvent être conservés tels qu'ils ont été donnés ou légués; mais ils ne peuvent être remplacés que par des biens ou valeurs conformes aux spécifications des deux alinéas ci-dessus.<br>Les disponibilités ne faisant pas partie du fonds de réserve sont placées par le Trésorier, après avis du Conseil.<br>L'aliénation ou le remplacement de biens de la Société, quelle qu'en soit la nature, peuvent être réalisés par le Trésorier, mais après délibération du Conseil autorisant cette aliénation ou ce remplacement. |

## Projet de modifications au Règlement intérieur adopté par le Conseil dans sa séance du 15 décembre 1910.

Art. V. — Répétition de l'article IV des Statuts (Membres honoraires).
Art. XXIII. — Répétition de l'article III des Statuts (Cotisations).

| TEXTE ANCIEN. | TEXTE NOUVEAU. |
|---|---|
| Art. IX. — Le Bureau est choisi exclusivement parmi les membres résidants. | Art. IX. — Le Bureau est nommé à la majorité absolue des voix des membres présents à la séance d'élection. |
| Art. XIV. — Dans la même séance les membres présents nomment les deux membres devant faire partie de la Commission du Bulletin dont il sera question plus loin. | Art. XIV. — Dans la même séance les membres présents nomment les membres devant faire partie de la Commission du Bulletin dont il sera question plus loin. |
| Art. XV. = La Société se réunit en séances ordinaires le premier et le troisième vendredi de chaque mois; les séances sont suspendues du 1er août au 15 novembre. | Art. XV. — La Société se réunit en séances ordinaires le premier et le troisième vendredi de chaque mois.<br>Les jours de séances ordinaires peuvent être changés par le Conseil d'administration, sous réserve de l'approbation par la plus prochaine assemblée générale ordinaire.<br>Les séances sont suspendues du 14 juillet au 15 novembre. |
| Art. XVI. — Le troisième vendredi de janvier, la Société se réunit en Assemblée générale ordinaire. | Art. XVII. — Le jour de la dernière séance de janvier, la Société se réunit en Assemblée générale ordinaire. |
| Art. XXV. — Le Trésorier arrête ses comptes au 1er novembre | Art. XXV. — Le Trésorier arrête ses comptes au 1er novembre |

| TEXTE ANCIEN. | TEXTE NOUVEAU. |
|---|---|
| de chaque année. Les comptes sont présentés au Conseil dans la réunion de décembre, puis communiqués à la Société dans la dernière séance de l'année. La Société désigne par un scrutin trois membres étrangers au Conseil qui font l'examen des comptes et soumettent leur Rapport au vote de l'Assemblée générale qui a lieu au mois de janvier suivant : ce Rapport est inséré au Bulletin. | de chaque année. Les comptes sont présentés au Conseil dans la réunion de décembre, puis communiqués à la Société dans la dernière séance de l'année. La Société désigne par un scrutin trois membres étrangers au Conseil qui font l'examen des comptes et soumettent leur Rapport au vote de l'Assemblée générale qui a lieu au mois de janvier suivant. Ce rapport est imprimé et adressé à tous les membres de la Société. |
| ART. XXVI. — La Société publie les procès-verbaux de ses séances et un Bulletin. Elle fait en outre les publications qu'elle juge utiles pour l'avancement de la Physique. Le procès-verbal de chaque séance est envoyé à tous les membres avec l'ordre du jour de la séance suivante. Le Bulletin paraît en trois fascicules; il renferme les procès-verbaux définitifs des séances et des résumés, rédigés par les auteurs, des Communications faites en séanee. Ces résumés doivent être remis au Secrétaire général dans les huit jours qui suivent la séance. | ART. XXVI. — La Société publie les procès-verbaux de ses séances et un Bulletin. Elle fait en outre les publications qu'elle juge utiles pour l'avancement de la Physique. Le procès-verbal de chaque séance est envoyé à tous les membres avec l'ordre du jour de la séance suivante. Le Bulletin paraît mensuellement. Il renferme des résumés rédigés par les auteurs des Communications faites en séance. Ces résumés doivent être remis au Secrétaire le jour même de la séance. |
| ART. XXVII. — Une Commission spéciale prononce sur l'admission de ces résumés et sur l'étendue qui peut leur être accordée. Cette Commission se compose du Bureau et de deux membres nommés; sur la proposition du Conseil dans la première séance de janvier. | ART. XXVII. — Une Commission spéciale prononce sur l'admission de ces résumés et sur l'étendue qui peut leur être accordée. Cette Commission se compose du Bureau et de deux membres au moins nommés sur la proposition du Conseil, dans l'Assemblée générale de janvier. |

## PROCÈS VERBAL

DE

# L'ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE

## DU 20 JANVIER 1911.

Présidence de M. Lucien POINCARÉ, Président, assisté de MM. Henri ABRAHAM, Secrétaire général; Jean BECQUEREL, L. JOLY, Secrétaires.

Le Bureau constate que le nombre des membres présents, égal à 111, étant supérieur à 60, l'Assemblée est valablement constituée pour délibérer sur les modifications aux Statuts proprosées par le Conseil.

Après échange d'observations entre plusieurs membres de la Société le Président met aux voix les résolutions suivantes :

*Première résolution.*

L'Assemblée générale extraordinaire, réunie conformément aux articles IX, X, XV et XVIII des Statuts, le quorum étant atteint pour délibérer valablement sur les modifications aux Statuts et au Règlement intérieur, délibère.

Les modifications aux Statuts proposées par le Conseil et qui ont été indiquées dans les convocations adressées à tous les membres de la Société sont adoptées. Elles seront applicables pour l'année 1911.

La présente délibération sera soumise à l'approbation du gouvernement.

Le Président et le Secrétaire général sont délégués par l'Assemblée générale pour faire toutes formalités nécessaires à la transformation des Statuts.

Ils auront tous pouvoirs pour consentir, au nom de la Société, les modifications de détails qui pourraient être demandées par l'Administration.

Cette première résolution est adoptée à la majorité de 92 voix contre 11 ; le nombre des votants étant de 103.

Le nombre des présents étant de 111, le nombre des approbations dépasse les deux tiers du nombre des membres présents, quorum statutaire pour la validité du présent vote

*Deuxième résolution.*

Les modifications au Règlement intérieur proposées par le Conseil sont adoptées.

Cette résolution est adoptée à l'unanimité.

Le présent procès-verbal mis aux voix a été adopté à l'unanimité.

Paris, le 20 janvier 1911.

*Le Président,* L. Poincaré.

*Le Secrétaire général,* H. Abraham.

*Les Secrétaires* : L. Joly, Jean Becquerel.

---

# RÉSUMÉ DES OBSERVATIONS

## ÉCHANGÉES AU COURS DE L'ASSEMBLÉE GÉNÉRALE EXTRAORDINAIRE.

M. Turpain, qui est intervenu dans la discussion, a demandé, le lendemain de la séance, l'insertion de la Note suivante résumant les observations qu'il avait présentées :

« M. Turpain regrette que l'Assemblée, réunie pour modifier les Statuts

et pour augmenter la quotité des cotisations de 100 pour 100 pour les Membres non résidants et seulement de 20 pour 100 pour les Membres résidants, l'ait été à une époque où les Membres non résidants ne pouvaient y prendre part. Il proteste contre l'absence complète d'un exposé muni de chiffres légitimant l'augmentation desdites cotisations et dépose sur le bureau une protestation du même genre, forcément rédigée à la hâte, et signée de 58 Membres non résidants. Tout en ne *critiquant aucunement* le principe de la fusion du *Journal de Physique* et du *Bulletin* de la Société, il s'étonne de la hâte avec laquelle ce projet a été soumis aux délibérations de la Société, et demande que l'on mette aux voix le renvoi de la question à une prochaine Assemblée générale extraordinaire pour permettre à tous les Membres de la Société de pouvoir se prononcer en connaissance de cause ([1]). »

M. Swyngedauw a proposé de fixer le chiffre des cotisations à 15$^{fr}$ pour les Membres non résidants et à 25$^{fr}$ pour les Membres résidants ([1]).

M. Abraham a demandé l'insertion de la Note suivante relative aux observations qu'il a présentées en séance :

« En réponse à la proposition de M. Swyngedauw, le Secrétaire général fait remarquer que le prix de l'abonnement au *Journal de Physique* étant de 17$^{fr}$ en France et de 18$^{fr}$ à l'Etranger, il ne paraît guère possible de fixer le montant de la cotisation à un chiffre qui ne soit au moins égal à ces sommes, même pour les nombres non résidants, puisque *tous les Membres de la Société doivent recevoir gratuitement chaque mois le « Journal de Physique »* si la combinaison proposée est agréée par l'Assemblée ([2]). »

En l'absence de notre Trésorier, qui n'a pu assister à la séance, M. Abraham donne quelques explications au sujet de l'état actuel des finances de la Société comparé à l'état de ces finances il y a dix ans, comparaison qui semble avoir été présentée incomplètement à quelques-uns de nos confrères.

La situation financière de la Société de Physique peut se résumer ainsi. Au 31 octobre 1910 nous possédions en titres un actif *réalisable* mais non *disponible* de 243343$^{fr}$,85, alors qu'il y a 10 ans, le 30 novembre 1900, nous ne possédions que 66453$^{fr}$,90.

Il apparaît donc qu'en 10 ans notre Société s'est enrichie de 176889$^{fr}$,95.

Les revenus de la Société devraient donc lui suffire, a-t-on dit, non seulement pour toutes ses publications en cours, mais, même elles devraient

---

([1]) Avant le vote sur la proposition du Conseil, les propositions de M. Swyngedauw et de M. Turpain ont été soumises à l'Assemblée qui les a repoussées à mains levées.

([2]) Si l'envoi régulier de nos publications périodiques à ceux de nos Membres qui habitent à l'Étranger entraîne des frais de poste élevés, il convient de dire que c'est surtout par l'intermédiaire de ces publications que la Société est en relation avec cette catégorie de Membres non résidants auxquels il importe par conséquent de pouvoir donner une publication périodique importante. Il est à remarquer en effet que les Membres non résidants habitant à l'Étranger ne peuvent généralement pas bénéficier des avantages accessoires que la Société peut procurer à ses Membres : bibliothèque circulante et réduction de tarifs accordées par les Compagnies de chemin de fer à Pâques pour le voyage à Paris des Membres de la Société et de leurs familles.

lui permettre d'augmenter l'importance de ses publications périodiques sans avoir besoin de ressources nouvelles.

Malheureusement la vérité est toute différente.

Jusqu'en 1903, un généreux anonyme versait très régulièrement dans notre caisse des sommes singulièrement importantes et nous avons vu ainsi figurer dans nos recettes ces dons anonymes de 5000$^{fr}$, 5547$^{fr}$,50, 11000$^{fr}$, 9600$^{fr}$, 6000$^{fr}$, 5000$^{fr}$, qui venaient très heureusement et très exactement combler le *déficit* auquel la Société était constamment conduite par les publications successives qu'elle entreprenait.

En 1903, M. Worms de Romilly, l'un des fondateurs de notre Société, venait à décéder, et nous l'inscrivions sur la liste de nos bienfaiteurs pour le legs considérable de 150000$^{fr}$ qu'il faisait à notre Sociélé.

Mais, cette même année, la Société de Physique voyait disparaître les dons anonymes constants qui venaient toujours parer aux menaces de déficit. De sorte que malgré l'augmentation brusque de son capital, *dont les revenus seuls peuvent être dépensés*, la Société de Physique n'avait pas plus de ressources disponibles après avoir reçu ce legs qu'elle n'en avait, en fait, du vivant de M. Worms de Romilly.

Depuis 1903, en dehors du legs de Romilly et de plusieurs dons, pour lesquels nous gardons toute notre reconnaissance à nos Bienfaiteurs, l'avoir de la Société s'est encore augmenté d'une vingtaine de mille francs provenant du rachat des cotisations des Membres à vie.

Il est à peine besoin de signaler que cette dernière augmentation de capital qui stabilise l'avenir lointain de notre Société correspond en réalité dans le présent à une *diminution* de nos ressources annuelles; puisque le revenu seul de ce capital est disponible chaque année et que ce revenu est inférieur au montant annuel des cotisations rachetées.

En résumé, l'augmentation considérable de notre avoir ne nous donne aujourd'hui guère plus de disponibilités annuelles que nous n'en avions effectivement il y a dix ans.

Le développement de nos publications périodiques, que le Conseil propose à l'Assemblée générale, ne peut donc être réalisé que par la création de ressources nouvelles auxquelles il vous est proposé de pourvoir par l'augmentation des cotisations qui resteraient encore inférieures aux cotisations de beaucoup de sociétés scientifiques françaises et étrangères.

Cette proposition d'augmentation du chiffre des cotisations, nécessaire pour pouvoir faire face aux charges qu'entraînerait la transformation du Bulletin des séances en un journal mensuel, est, somme toute, la seule question d'importance soumise à l'Assemblée générale. Cette proposition avait été annoncée par une circulaire spéciale accompagnant le procès-verbal de la séance du 16 décembre 1910.

M. Abraham insiste pour dire combien, à son avis personnel, il paraissait désirable pour notre Société qu'elle eût une publication régulière importante, publiant sans retard le texte des communications faites à nos séances, donnant chaque mois l'analyse des principaux travaux parus dans tous les pays dans les semaines précédentes, donnant aussi des articles généraux. choisis dans l'esprit le plus large, sur des questions de Physique théorique ou appliquée ou d'enseignement de la Physique, sans empiéter sur le domaine propre des excellentes publications plus spécialement pédagogiques que nous avons déjà.

La meilleure manière d'arriver à ce résultat paraissait être de procéder à une fusion complète du *Bulletin* de notre Société et du *Journal de Physique* entre lesquels avaient toujours existé des liens particulièrement étroits. Le Conseil de la Société a donc conclu avec le *Journal de Physique* un arrangement provisoire dont l'exécution est, bien entendu, subor-

donnée à la décision de l'Assemblée générale du 20 janvier et le numéro de janvier du *Journal de Physique* a été adressé aux Membres de la Société à titre de spécimen.

Le *Journal de Physique* a toujours consacré tous ses bénéfices annuels soit à la confection des Tables, soit à l'augmentation progressive du nombre de pages de chaque numéro. C'est ainsi que ce journal, par ses améliorations constantes, est arrivé à former pour l'année 1910 un volume de 1100 pages.

C'est dans ces mêmes conditions que le *Journal de Physique* peut devenir l'organe régulier, le Bulletin des séances de la Société française de Physique, et nous espérons fermement qu'il sera bientôt possible de donner plus d'importance encore à ce Recueil.

Il est du reste bien entendu que les procès-verbaux de ses séances, nos feuilles de quinzaine, continueront à paraître régulièrement comme par le passé, et que la Société continuera à publier, le plus souvent possible, des livres d'intérêt général, comme le volume de *Mémoires sur la Thermodynamique* que nous devrons à notre confrère M. Houllevigue, et comme le *Recueil de constantes physiques* que nous comptons, avec M. Sacerdote, pouvoir faire paraître vers la fin de l'année 1911.

---

# RÉSUMÉ DES COMMUNICATIONS

## FAITES DANS LA SÉANCE DU 20 JANVIER 1911.

---

*Communication du* LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ *au sujet des unités électriques.* — D'après la décision de la Conférence internationale de Londres (1908) la valeur, en volt international, de la force électromotrice de l'élément Weston normal (contenant un excès de cristaux de sulfate de cadmium) doit être déduite de l'ohm international défini comme résistance mercurielle et de l'ampère international défini par un dépôt d'argent dans un voltamètre à azotate d'argent.

La valeur provisoire à 20° C. avait été fixée en 1908 à 1,0184.

Le Comité scientifique international nommé à Londres décida que des expériences seraient faites au printemps 1910, au Bureau of Standards, à Washington, par des représentants de la Physikalisch technische Reichsanstalt d'Allemagne, du National Physical Laboratory d'Angleterre, du Bureau of Standards des Etats-Unis et du Laboratoire central d'Electricité. Le but assigné à ces recherches était de fixer la valeur qu'il convenait de prendre pour la force électromotrice du Weston en précisant les conditions expérimentales dans lesquelles devait être effectué le dépôt d'argent.

A la suite de ces mesures, le Comité international des unités électriques a décidé de recommander pour la valeur de la force électromotrice de l'étalon Weston normal à 20° C., 1,0183 volt international.

Le Laboratoire central d'Electricité, à partir du 1er janvier 1911, se conformera à cette recommandation, ce qui entraîne aussi pour les mesures de résistance l'adoption de l'ohm international tel qu'il a été provisoirement réalisé dans les expériences de Washington.

Cette manière de faire n'est pas contradictoire avec le décret du 25 avril 1896 sur les unités électriques en France, car cela revient à admettre que l'élément Latimer Clark a la force électromotrice 1,434 à la température de 13°,8 C., le décret n'ayant pas fixé la température à laquelle la force électromotrice de l'élément doit être mesurée.

Mémoire communiqué à la Société : *Sur la tension de vapeur d'un liquide électrisé*, par M. Gouy. Le texte de ce Mémoire sera inséré au *Journal de Physique*.

*Sur quelques applications nouvelles de la télégraphie sans fil*, par le Commandant Ferrié. — Parmi les applications nouvelles qu'a reçues récemment la T. S. F. par ondes hertziennes, il convient de citer en particulier l'emploi qui en a été fait à bords des dirigeables et aéroplanes, et le rôle important qu'elle joue dans certains cas pour la détermination des longitudes.

A bord des dirigeables et aéroplanes, le système rayonnant est constitué par une *antenne* formée d'un ou plusieurs fils bien isolés et suspendus au-dessous de la nacelle, et par un *contrepoids* constitué par l'ensemble des parties métalliques de l'aéronat. Les appareils employés sont les mêmes que dans les stations à terre. Il est cependant nécessaire de prendre des mesures et des précautions spéciales à bord des dirigeables pour éviter les dangers d'inflammation de l'hydrogène pour les étincelles et même pour les aigrettes qui se produisent aux extrémités des fils métalliques.

Les expériences que nous avons faites, avec la précieuse collaboration du capitaine Brenot, ont montré que les postes à terre reçoivent facilement les ondes émises par l'aéronat, mais qu'en revanche les ondes émises par les postes à terre sont plus difficilement reçues à bord. Dans le premier cas aucun obstacle ne gêne le rayonnement des ondes qui s'opère dans toutes les directions; dans le deuxième cas, au contraire, des ondes émises à terre suivent la surface du sol et parviennent d'autant plus difficilement à l'aéronat que celui-ci est placé à une plus grande hauteur. De plus le bruit et les trépidations du moteur mécanique apportent une gêne supplémentaire notable.

La détermination de la longitude d'un point nécessitant la connaissance de la différence d'heure, à un instant donné, entre le point considéré et le méridien origine, on a songé depuis les débuts de la T. S. F. à employer ce nouveau moyen de communication pour transmettre au point considéré l'heure du méridien origine. Une organisation complète a été réalisée depuis quelques mois dans ce but, à la station radiotélégraphique militaire de la Tour Eiffel. Elle permet d'effectuer deux sortes de déterminations de longitudes :

1° Avec une précision de l'ordre de $\frac{1}{2}$ seconde de temps;
2° Avec une précision de l'ordre de $\frac{1}{100}$ de seconde de temps.

La première est largement suffisante pour le besoin de la navigation c'est-à-dire pour la détermination du *point*. Elle est réalisée de la manière suivante :

Une horloge munie d'un contact électrique est installée à l'Observatoire de Paris et réglée avec soin chaque jour. Ce contact ferme un circuit qui agit, par l'intermédiaire d'une ligne souterraine, sur un relais placé dans la station radiotélégraphique de la tour Eiffel. Celui-ci ferme à son tour le circuit d'émission pendant $\frac{1}{8}$ de seconde environ. On envoie dans l'espace à l'heure choisie un signal hertzien de courte durée qui peut être perçu par un récepteur quelconque.

Chaque jour à $11^h$ du matin, $11^h 2^m$ et $11^h 4^m$, et chaque nuit à minuit, $12^h 2^m$ et $12^h 4^m$, des signaux de ce genre sont envoyés. Ils sont précédés de signaux d'avertissement destinés à prévenir les observateurs : une série de traits pendant une minute avant $11^h$ et avant minuit; une série de traits suivis de 2 points avant $11^h 2^m$ et $12^h 2^m$; une série de traits suivis de 4 points avant $11^h 4^m$ et $12^h 4^m$.

Pour la détermination des longitudes avec une précision de $\frac{1}{100}$ de

seconde, on emploie la méthode des coïncidences, indiquée et employée avec succès par MM. Driencourt et Claude qui déterminèrent en 1906 à $\frac{1}{100}$ de seconde près la longitude Paris-Brest en employant une ligne téléphonique. L'application de cette méthode, suggérée par les mêmes auteurs en remplaçant la ligne téléphonique par des ondes hertziennes, se fait de la manière suivante :

En un point quelconque A, on installe un pendule entretenu électriquement et dont la durée d'oscillation est de 1 seconde $+ \frac{1}{100}$, par exemple. Ce pendule est disposé de telle sorte qu'à chaque oscillation il ferme un circuit d'émission de T. S. F. par l'intermédiaire de divers organes. On transmet donc dans l'espace des séries de points hertziens très courts, espacés régulièrement entre eux de 1 seconde $+ \frac{1}{100}$. Aux 2 points B et C dont on veut déterminer la différence de longitude, on installe 2 récepteurs de T. S. F. munis de téléphones et disposés de telle sorte qu'on entend à la fois, dans ces téléphones, les points hertziens transmis par le point A et le tic-tac d'un chronomètre local sur lequel on a placé un microphone, et qui bat la $\frac{1}{2}$ seconde. Ce chronomètre est réglé avec soin sur l'heure du lieu qu'on détermine avec un astrolabe ou une lunette méridienne. Chaque observateur entend simultanément deux séries de points : les uns espacés de 1 seconde de $\frac{1}{100}$, les autres espacés de $\frac{1}{2}$ seconde.

Il se produira donc à certains moments des coïncidences entre les points des deux séries. Supposons qu'au poste B on note une coïncidence au 72$^e$ point de la série hertzienne et que le chronomètre local marque à ce moment $1^h 8^m 15^s$. Au poste C supposons qu'on observe une coïncidence au 83$^e$ point de la série hertzienne et que le chronomètre local marque $1^h 13^m 37^s$, Au moment du 72$^e$ poiut hertzien, il était donc au point C

$$1^h 13^m 37^s - (83 - 72)\left(1 + \frac{1}{100}\right)^s = 1^h 13^m 25^r,89.$$

Comme on connaît l'heure au point B au même moment, celui du 72$^e$ point, $1^h 8^m 15^s$, on déduit immédiatement la différence de longitude entre les points B et C.

Des essais entre Paris et Brest ont donné des résultats concluants; la prévision est d'environ $\frac{1}{100}$ de seconde, c'est-à-dire de $5^m$ environ.

Cette méthode va recevoir de nombreuses applications, notamment en Afrique.

*Curieux effets d'un coup de foudre sur une antenne réceptrice d'ondes électriques.* — M. Turpain présente un des appareils qui lui servent depuis plusieurs années à observer, à enregistrer et parfois à prévoir les orages. Le dispositif se compose d'un cohéreur à 6 contacts d'aiguilles à coudre posées en croix, d'un frappeur et d'un milliampèremètre enregistreur ($0 - 100^{\mu\alpha}$; sensibilité : $1^{mm}$ pour $1^{\mu\alpha}$). Les trois appareils sont disposés en série dans le circuit d'une pile Leclanché (type Delafon H). Une antenne de poste récepteur d'ondes et une prise de terre sont réunies aux deux bornes du cohéreur.

L'antenne d'un des postes ainsi équipé, celui de La Rochelle, installé au commencement de novembre 1910 à la scierie mécanique de MM. Mehaignery, Mailho et C$^{ie}$ vient d'être foudroyée le 15 décembre dernier. Cette antenne mesure $100^m$ environ de longueur et est fixé à une cheminée d'usine de $25^m$ de hauteur. Après avoir décrit une chaînette de $58^m$ de longueur le fil d'antenne fait un coude brusque de 25° d'angle et arrive à l'appareil enregistreur.

Le coup de foudre qui atteignit l'antenne, formée d'un fil de cuivre de $2^{mm}$ de diamètre, en a volatilisé $64^m$ environ. Au point du fil situé à $64^m$ de

l'extrémité élevée, unc trace nette de fusion apparaît. A partir de ce point la décharge atmosphérique s'est divisée. Une partie a suivi le reste de l'antenne et, traversant l'enregistreur, en a violemment arraché le fond de tole, le tordant autour d'une de ses vis de fixation et arrachant les quatre autres. Une autre fraetîon de la décharge a coupé un fil téléphonique ainsi que 6 haubans de fil de fer arrêtant deux tuyaux de poêle. Une dernière partie de la décharge paraît avoir donné naissance à un éclair globulaire qui, en éclatant, a brisé, à 20$^{m}$ plus loin, une vitre et l'a trouée comme à l'emporte-pièce.

Il semble qu'on se trouve en présence de la formation d'un éclair en boule consécutif à la chute de la foudre sur l'antenne et qui pourrait être attribué à la self-induction du coude brusque qui forme l'antenne et qui vraisemblablement divisa l'énergie de la décharge.

M. Turpain suppose qu'on se trouve en présence de conditions favorables à la production de l'éclair en boule et espère pouvoir faire se reproduire le phénomène en disposant des antennes à coude très brusques dans des régions fertiles en orages. Il espère pouvoir réaliser ces conditions au domaine de Mauroc que possède l'Université de Poitiers.

*Robinets de verre à plusieurs voies et à fermeture strictement hermétique.* — M. Turpain présente à la Société une série de robinets de verre disposé sur des tubes soit verticaux, soit horizontaux à 2, 3 et 4 voies et qui, noyés dans le mercure, bien que d'un maniement aisé, permettent de maintenir des vides extrêmement poussés (vide de Röntgen et même de Hittorf) et de mettre en relation plusieurs réservoirs présentant des vides de cet ordre de grandeur sans qu'aucune rentrée d'air soit à craindre. La quantité de mercure utilisé pour amener le joint est très faible et le dispositif dispense de l'usage de graisse à robinet qui présente toujours l'inconvénient d'introduire dans les enceintes vidées des traces d'hydrocarbures ou d'autres gaz difficiles à absorber.

Les vapeurs de mercure sont arrêtées par l'un des procédés classiques (sélénium, zinc chauffé, etc.).

# OUVRAGES REÇUS PAR LA SOCIÉTÉ

PENDANT L'ANNÉE 1910.

## PÉRIODIQUES.

**American Journal of Science.**

**American Journal of Mathematics.**

**Annalen der Physik.**

**Annales de Chimie et de Physique.**

**Annales de la Faculté des Sciences de Marseille.**

**Annales scientifiques de l'Université de Jassy.**

**Annales de la Société scientifique de Bruxelles.**

**Annuaire du Bureau des Longitudes pour l'an 1910, avec des Notices scientifiques.**

**Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève.**

**Archives d'Électricité médicale, expérimentale et clinique.**

**Atti della Reale Accademia dei Lincei.**

**Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie.**

**Bibliographie mensuelle des Sciences et de l'Industrie.**

**Bulletin de l'Observatoire national astronomique, chronométrique et météorologique de Besançon.**

**Bulletin de la Société astronomique de France.**

**Bulletin de la Société belge d'Électriciens.**

**Bulletin de la Société française de Minéralogie.**

**Bulletin de la Société internationale des Électriciens.**

**Bulletin de la Société d'encouragement pour l'Industrie nationale.**

**Bulletin de la Société philomathique de Paris.**

**Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles.**

**Bulletin de l'Association des Ingénieurs électriciens sortis de l'Institut électrotechnique Montefiore.**

**Bulletin de l'Académie des Sciences et des Lettres de Danemark.**

**Bulletin de l'University of Illinois.**

**Bulletin scientifique de l'Association amicale des Élèves et anciens Élèves de la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.**

**Bulletin de la Société industrielle de Mulhouse.**

**Bulletin de l'Institut international de Bibliographie.**

**Bulletin de l'Observatoire météorologique et sismologique de Zika-Weï.**

**Bulletin international de l'Académie des Sciences de Cracovie.**

**Bulletin of the Bureau of Standards.**

**Bulletin de l'Union des Physiciens.**

**Carnegie Institution of Washington. Contributions from the Mont Wilson solar Observatory.**

**Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences.**

**Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden.**

**Department of the Interior, United States, geological Survey.**

**Die physikalischen Institute der Universität Göttingen.**

**Éclairage électrique (L').**

**Electrician (The).**

**Électricien (L').**

**The Illuminating Engineer.**

**Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.**

**Ion a Journal of Electronics, Atomistics, Ionology, Radioactivity and Raumchemistry.**

**Journal and Proceedings of the Royal Society of New South Wales.**

**Journal de Physique, théorique et appliquée.** — Fondé par J.-Ch. d'Almeida et publié par MM. E. Bouty, G. Lippmann et L. Poincaré.

**Journal de Physique, Chimie et Histoire naturelle élémentaires.** — Publié par M. A. Buguet.

**Journal de l'École Polytechnique.**

**Journal of the Franklin Institute.**

**Journal de la Société physico-chimique russe de Saint-Pétersbourg.**

**Journal of Physical Chemistry.**

**Journal of the Institution of Electrical Engineers including original Communications on Telegraphy and Electrical Science.**

**Journal de la Société Impériale technique russe.**

**Journal de Chimie-Physique.**

**Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings of the section of Science.**

**Katalog literatury Naukowej Polskiej, Cracovie.**

**Memoirs and Proceedings of the Manchester litterary and philosophical Society.**

**Mémoires et Comptes rendus des Travaux de la Société des Ingénieurs civils.**

**Mémorial des Poudres et Salpêtres.**

**Memorias y revista de la Sociedad cientifica « Antonio Alzate ».**

**Mitteilungen der physikalischen Gesellschaft, Zürich.**

**Mois scientifique et industriel (Le).**

**Moniteur industriel.**

**Nature** (de Londres).

**Nuovo Cimento (II).**

**Philosophical Magazine and Journal of Science.**

**Photo-Revue.**

**Photographie (La) des couleurs.**

**Physical Review.**

**Popular Astronomy.**

**Preceedings (The) and Transactions of the Nova Scotian Institute of Science, Halifax.**

**Proceedings of the Royal Society of Edinburgh.**

**Proceedings of the Cambridge philosophical Society.**

**Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers.**

**Proceedings of the American Philosophical Society Philadelphia.**

**Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences, Boston.**

**Proceedings of the physical Society of London.**

**Proceedings of the Royal Society of London.**

**Radium (Le).**

**Revue électrique.**

**Revue générale des Sciences pures et appliquées.**

**Revue industrielle (La).**

**Revue des Questions scientifiques.**

**Revue scientifique.**

**Revue de Physique russe.**

**Revue d'Électrochimie et d'Électrométallurgie.**

**Science abstracts, Physics and electrical Engineering.**

**Technology quarterly and Proceedings of the Society of Arts, Boston.**

**The scientific Proceedings of the Royal Dublin Society.**

**The economic Proceedings of the Royal Dublin Society.**

**The scientific Transactions of the Royal Dublin Society.**

**The national physical Laboratory.**

**Tôkiô Sugaku.**

**Transactions of the Wisconsin Academy of Science of St-Louis.**

**Transactions of the Cambridge philosophical Society.**

**Transactions of the Wisconsin Academy of Sciences, Arts and Letters.**

**Transaction of the Royal Society of Edinburgh.**

**University of Toronto Studies.**

**Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.**

**Verhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft.**

**Zeitschrift für Instrumentenkunde.**

---

**Amar (Jules).** — Le rendement de la machine humaine. Recherches sur le travail. Paris, J.-B. Baillière et fils, 1910; 1 fasc. in-8.

**Barbillion (L.).** — Cours municipal d'Électricité industrielle professé à l'Institut électrotechnique de Grenoble. Tome II : Courants alternatifs. 1er fasc. : Généralités, alternateurs, moteurs synchrones. Paris, L. Geisler, 1909; 1 vol. in-8.

— Les compteurs électriques à courants continus et à courants alternatifs. Leçons professées à l'Institut électrotechnique de Grenoble, avec la collaboration de M. G. Ferroux. Paris, Gauthier-Villars, 1910; in-16.

— Régulation des groupes électrogènes (1re Partie). (Extr. *Encyclopédie*

*électrotechnique*, par un Comité d'Ingénieurs spécialistes; F. LOPPÉ, secrétaire. N° 13, juin 1910.) Paris, L. Geisler, 1910; 36e fasc. in-8.

**Battelli, Occhianili (A.)** et **Chella (S.)**. — La Radioactivité et la constitution de la matière. Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 vol. in-8.

**Berger (Émile)**. — Sur la fusion stéréoscopique des images se dessinant sur des points non identiques des deux rétines. (Extr. des *Comptes rendus des séances de la Société de Biologie*, t. LXVII, 22 janvier 1910.) Paris, L. Maretheux, 1910; 1 fasc. in-8.

— Ueber die Fusion von Netzhautbildern, welche beim Schen durch ein Stereoskop auf Nichtkorrespondierende Netzhautstellen fallen. (Extr. de *Zeitschrift für Sinnesphysiologie*, Bd. XLIV.) 1 fasc. in-8.

— Sur les contrastes binoculaires des couleurs, successif et simultané. (Extr. des *Comptes rendus des séances de la Société de Biologie*, t. LXVIII, 18 juin 1910.) Paris, L. Maretheux, 1910; 1 fasc. in-8.

— De l'emploi du stéréoscope pour le mélange binoculaire des couleurs dans les différentes parties et particulièrement dans les moitiés homonymes du champ visuel commun. (Extr. des *Comptes rendus des séances de la Société de Biologie*, t. LXVIII, 30 avril 1910.) Paris, L. Maretheux, 1910; 1 fasc. in-8.

— Sur l'étendue du champ visuel binoculaires à points identiques (ou correspondants) des deux rétines. (Extr. des *Comptes rendus des séances de la Société de Biologie*, t. LXVIII, 14 mai 1910.) Paris, L. Maretheux, 1910; 1 fasc. in-8.

**Bergerac (Paul)**. — Les moteurs d'aviation. Conférence faite à la Société belge des Ingénieurs et des Industriels, le 20 novembre 1909. Bruxelles, A. Lesigne, 1910; 1 fasc. in-8.

**Bertin (L.-E.)**. — La Marine moderne. Ancienne histoire et questions neuves (*Bibliothèque de Philosophie scientifique*). Paris, Ernest Flammarion, 1910; 1 vol. in-18 avec 54 figures.

**Besson (Louis)**. — Sur la théorie des halos (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1909; 1 fasc. in-8.

**Bosler (J.)**. — Les théories modernes du Soleil (*Encyclopédie scientifique*, publiée sous la direction du Dr TOULOUSE). Paris, Octave Doin, 1910; 1 vol. in-18 jésus.

**Bouasse (H.)**. — Cours de Mécanique rationnelle et expérimentale spécialement écrit pour les physiciens et les ingénieurs, conforme au programme du certificat de Mécanique rationnelle. Paris, Ch. Delagrave, 1910; 1 vol. in-8.

**Boyle (R.-W.)**, M. Sc. — Absorption and adsorption with reference to the radioactive emanations. (Extr. *Bulletin of Macdonald Physics Building*, n° 1, april 1910.) London, Taylor and Francis, 1910; 1 fasc. in-8.

— A Note on the solubility of the radioactive emanations in liquids. (Extr. *The Transactions of the Royal Society of Canada*, third series, 1909-1910. Vol. III, Section III. Ottawa, the Royal Society of Canada, 1910; 1 fasc. in-8.

**Brillouin (M.).** — Stabilité des aéroplanes. Surface métacentrique. (Extr. de la *Revue de Mécanique*, 1909.) Paris, H. Dunod et E. Pinat, 1910; 1 fasc. in-4.

**Brisset (D.).** — La matière et les forces de la nature. Paris, H. Dunod et E. Pinat, 1910; 1 brochure in-16.

**Brochet (A.).** — La sonde électrolytique. Théorie, Laboratoire, Industrie. Paris, Bernard Tignol, 1909; 1 vol. in-8.

**Broglie (Maurice de).** — Recherches sur les centres électrisés de faible mobilité dans les gaz (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1908; 1 fasc. in-8.

**Broniewski (Witold).** — Sur les propriétés thermo-électriques des alliages. (Extr. de la *Revue de Métallurgie*, t. VII, n° 5, mai 1910.) 1 fasc. in-4.

**Brunswick (E.-J.).** — L'Électricité dans les mines. Applications diverses: Extraction. Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 vol. in-8.

**Burali-Forti (C.)** et **Marcolongo (R.).** — Éléments de calcul vectoriel avec de nombreuses applications à la Géométrie, à la Mécanique et à la Physique mathématique, traduit de l'italien par S. Lattès. Paris, A. Hermann et fils, 1910; 1 vol. in-8.

**Cabrera (B.).** — Determinación de Algunas constantes fisicas de la Manganina. (Extr. de la *Real Academia de Ciencias exactas fisicas y naturales de Madrid*, 1909-1910.) 1 fasc. in-8.

— Sobre los Cambios de Conductantia de la Manganina durante el Recocido. (Extr. de la *Real Academia de Ciencias exactas fisicas y naturales de Madrid*, 1908.) 1 fasc. in-8.

— Sobre la variación del Magnetismo permanente con la temperatura. (Extr. de la *Real Academia de Ciencias exactas fisicas y naturales de Madrid*, 1906.) 1 fasc. in-8.

— Discursos Leidos ante la Real Academia de Ciencias exactas, fisicas y naturales en la Recepcion publica el dia 17 abril 1910. Madrid, 1910; 1 fasc. in-8.

**Calzecchi (Temistocle).** — Di un modo semplice di caricare l'elettroscopio protetto della Camera di Faraday. (Extr. de *R. Ist. Lombardo di Sc. e Lett.*, série II, vol. XLIII, 1910.) 1 fasc. in-8.

**Carnazzi (P.).** — Azione della resina sulle lastre fotografiche. (Extr. de *Nuovo Cimento*, série V, vol. XII, 1906.) 1 fasc. in-8.

**Chwolson (O.).** — Peut-on appliquer les lois de la Physique à tout l'Univers? (Estrato da « *Scientia* » *Rivista di Scienza*, vol. VIII, anno IV, 1910, N. XV. 3.) Bologna, Nicola Zanichelli. Paris, Alcan, 1910; 1 fasc. in-8.

— Traité de Physique, Ouvrage traduit sur les éditions russe et allemande par E. Devaux. Édition revue et considérablement augmentée par l'auteur, suivie de Notes sur la Physique théorique, par MM. E. Cosserat et F. Cosserat. Tome III, 2e fasc. : Thermodynamique générale, Fusion, Vaporisation. Tome IV, 1er fasc. : Champ électrique constant. Paris, A. Hermann et fils, 1910; 2 vol. in-8.

**Dauvé (Camille).** — Contribution à l'étude du déplacement réciproque des métaux (Thèse). Lille, Camille Robbe, 1909; 1 brochure in-8.

**Delemer (J.).** — Sur la correspondance des impressions rétiniennes reçues par les deux yeux dans l'acte de la vision. (Extr. *Revue des Questions scientifiques*, juillet 1900.) Louvain, F. et R. Centerick, 1909; 1 fasc. in-8.

— La vibration pendulaire, son rôle véritable en acoustique. Louvain, F. et R. Centerick, 1910.

— Considérations physiques et expériences au sujet de la force centrifuge composée. (Extr. des *Comptes rendus de l'Association française pour l'avancement des Sciences*, Congrès de Lille, 1909.) 1 fasc. in-8.

**Duhem (Pierre).** — Thermodynamique et Chimie. Leçons élémentaires. 2e édition entièrement refondue et considérablement augmentée. Paris, A. Hermann et fils, 1910; 1 vol. in-8.

**Dunoyer (L.).** — Études sur les compas de marine et leurs méthodes de compensation. Un nouveau compas électromagnétique (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1909; 1 fasc. in-8.

**Faucon (M.-A.).** — Recherches sur les mélanges d'eau et d'acides gras (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1909; 1 fasc. in-8.

**Flusin (G.).** — Sur l'état actuel des industries électrothermiques, Conférence faite le 8 mai 1909 devant la Société pour le développement de l'enseignement technique près l'Université de Grenoble. (Extr. de la *Houille blanche*, janvier 1909.) 1 fasc. in-8.

**Fontein (F.).** — T. Onderzoekingen in verband met de Afscheiding van Foezelolie uit alcoholische vloeistoffen. Delft, J. Valtman Jr, 1910; 1 fasc. in-8.

**Gandillot.** — Euterpe Ambigua. Bruges, Sainte-Catherine Press; 1 fasc. in-8.

**Gruner (P.).** — Dämmerungserscheinungen und Alpenglühen, beobachtet in Bern im Jahre 1909. (Extr. des *Mitteilungen der naturforschenden Gesellschaft in Bern aus dem Jahre* 1909.) 1 fasc. in-8.

**Guillaume (Ch.-Ed.).** — Initiation à la Mécanique, Ouvrage étranger à tout programme dédié aux amis de l'enfance. (Collection des *Initiations scientifiques.*) 2e édition. Paris, Hachette et Cie, 1909; in-16.

**Gutton (C.).** — Génératrices de courants et moteurs électriques. Introduction

à l'étude de l'Électrotechnique appliquée. Cours professé à l'Institut électrotechnique de l'Université de Nancy. Paris, H. Dunod et E. Pinat, 1911; 1 vol. in-8.

**Guye** (**C.-E.**). — Sur le frottement intérieur des solides aux basses températures. (Extr. des *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, 6 déc. 1909.) 1 fasc. in-4.

**Guye** (**C.-E.**) et **Freedericksz** (**V.**). — Frottement intérieur des solides aux basses températures. (Extr. des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, janvier, février et mars 1910.) 1 fasc. in-8.

**Guye** (**C.-E.**) et **Ratnovsky** (**S.**). — Sur la variation de l'inertie de l'électron en fonction de la vitesse dans les rayons cathodiques et sur le principe de la relativité. (Extr. des *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, 7 février 1909.) 1 fasc. in-4.

**Guye** (**C.-E.**) et **Shapper** (**H.**). — Sur le frottement intérieur des métaux aux basses températures. (Extr. des *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, 18 avril 1910.) 1 fasc. in-4.

— Sur le frottement intérieur de quelques métaux aux basses températures. (Extr. des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, août 1910.) 1 fasc. in-8.

**Guye** (**C.-E.**) et **Tscherniavski** (**A.**). — Mesure des très hauts potentiels au moyen d'électromètres sous pression. (Extr. des *Comptes rendus de l'Acad. des Sc.*, 11 avril 1910.) 1 fasc. in-4.

**Hagenbach** (**Aug.**) und **Veillon**. — Ueber die Charakteristiken des elektrischen Lichtbogens und des Glimmlichtes zwischen Kupferelektroden im partiellen Vakuum. (Extr. *Naturforschenden Gesellschaft in Basel*, Band. XXI.) Basel, Emil Birkhaüser, 1910; 1 fasc. in-8.

**Hasselt** (**J.-F.-B. van**). — Bijdrage tot de Kennis der Constitutie van Het Bixine Ioh. Enschedé en Zonen. Harlem, 1910; 1 fasc. in-8.

**Hospitalier** (**E.**). — Formulaire de l'Électricien et du Mécanicien, 24^e édition, 1910, par Gaston Roux. Paris, Masson et C^ie, 1910; 1 vol. in-16.

**Hoepen** (**E.-C.-N. van**), M. I. — De Boun van het Siluur van Gotland. Delf, J. Waltman Jr, 1910; 1 vol. in-4.

**Jovy** (**Ernest**). — Quelques lettres inédites d'André-Marie Ampère. Vitry-le-François, 41, rue Pavée, 1910; 1 br. in-8.

**Jouaust**. — Recherches faites au Laboratoire central d'Électricité sur l'étalon de résistance et l'étalon de force électromotrice. (Extr. du *Bull. de la Soc. int. des Électriciens*, mai 1910.) 1 fasc. in-4.

**Kraft** (**C.**) et **Zakrzewski** (**C.**). — Une méthode pour déterminer les direc-

tions principales et les constantes optiques dans le cas de la biréfringence combinée avec le pouvoir rotatoire. (Extr. du *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, décembre 1904.) 1 fasc. in-8.

**Lachaud.** — Nouvelle théorie des Sciences physiques. (Unité de la matière. Étude des fluides. Force. Travail. Énergies rayonnantes. Électricité.) Paris, H. Dunod et Pinat, 1910; 1 vol. in-8.

**Lallemand (Ch.).** — Les marées et l'élasticité de l'écorce terrestre. (Extr. de l'*Annuaire du Bureau des Longitudes pour* 1910.) Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 fasc. in-8.

**La Rive (L. de)** et **Guye (Ch.-Eug.).** — Sur l'orientation magnétique dans une agglomération de petits aimants. (Extr. des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, août 1909.) 1 fasc. in-8.

**Leduc (Stéphane).** — Théorie physico-chimique de la vie et générations spontanées. Paris, A. Poinat, 1910; 1 br. in-8.

**Lussana (S.).** — Sul calore specifico dei liquidi a pressione constante sotto varie pressioni. (Extr. de *Nuovo Cimento*, série V, vol. XVI, 1908.) 1 fasc. in-8.

— Sull' influenza della pressione e della temperatura sulla resistenza elettrolittica. (Extr. de *Nuovo Cimento*, série V, vol. XVIII, 1909.) 1 fasc. in-8.

— Proprietà termiche dei solidi e dei liquidi, Memoria II, Parte II, Compressibilità, coefficiente di dilatazione e calori specifici dei metalli e delle leghe. (Extr. de *Nuovo Cimento*, série V, vol. XIX, 1910.) 1 fasc. in-8.

**Malclès (Louis).** — Recherches expérimentales sur les diélectriques (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1908; 1 fasc. in-8.

**Maurain (Ch.).** — Les états physiques de la matière. (*Nouvelle collection scientifique*. Directeur : Émile Borel.) Paris, Félix Alcan, 1910; 1 vol. in-16.

— Variation avec la température des propriétés magnétiques du fer dans les champs magnétiques faibles. Aimantation anhystérétique à température élevée. (Extr. des *Annales de Chimie et de Physique*, juillet 1910.) Paris, Masson, 1910; 1 fasc. in-8.

**Merlin (E.)** et **Somville (O.).** — Liste des observatoires magnétiques et des observatoires séismologiques (Observatoire royal de Belgique, Service astronomique). Bruxelles, Hayez, 1910; 1 vol. in-8.

**Moulin (Marcel).** — Recherches sur l'ionisation produite par les rayons $\alpha$ (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 fasc. in-8.

**Natanson (Ladislas).** — Note on the theory of dispersion in gaseous bodies. (Extr. du *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, décembre 1909.) 1 fasc. in-8.

— On the theory of double Refraction induced by an electric on a magnetic field. (Extr. du *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, juin 1910.) 1 fasc. in-8.

**Nodon** (A.). — L'action électrique du Soleil. Son rôle dans les phénomènes cosmiques et terrestres. Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 vol. in-16.

**Painlevé** (Paul) et **Borel** (Émile). — L'Aviation (nouvelle collection scientifique publiée sous la direction de M. Émile Borel). Paris, Félix Alcan, 1910; 1 vol. in-16.

**Pascal** (P.). — Contribution à l'étude des combinaisons complexes (Thèse). Paris, Gauthier-Villars, 1909; 1 fasc. in-8.

**Pétrowsky** (A.). — Représentation graphique de l'équation des oscillations libres (en russe). 1 fasc. in-8.

**Pierre** (L.). — Calcul du diamètre économique des conduites forcées. (Extr. de la *Houille blanche*, mars 1910.) 1 fasc. in-8.

**Proumen** (H.-I.). — La Matière, l'Éther, l'Électricité. Paris, H. Desforges, 1909; 2 vol. in-16.

**Rey Pailhade** (J. de). — La montre décimale à l'usage des ingénieurs, médecins et sportmen. Toulouse, chez l'auteur, 1909; 1 fasc. in-12.

— Traité de la montre décimale; le système C. G. S. et la montre décimale. 1 fasc. in-8.

**Ritter von Geitler** (J). — Dr Rudolf von Hasslinger (Extr. *Naturwissensch. Zeitschr.* « *Lotos* », Band LVII, Heft 7.) 1 fasc. in-8.

— Ein einfacher Polarisationsversuch. (Extr. *Phys. Zeitschr.*, 1908.) 1 fasc. in-8.

— Ueber die Erzeugung von Gleichstrom durch rein periodische elektromotorische Kräfte. (Extr. *Phys. Zeitschr.*, 1909.) 1 fasc. in-8.

**Schmutzer** (J.). — Bijdrage tot de Kennis der Postcenomane hypo-abyssische en effusieve Gesteenten van het Westelijk Müller. Gegerte in Centraal-Borneo. Amsterdam, T. Kasteel van Aemstel, 1910; 1 vol. in-4.

**Schidlof** (A.) et Mme **Alfthan-Klotz**. — La compressibilité des récipients en verre de quartz et les constantes élastiques du quartz fondu. (Extr. des *Archives des Sciences physiques et naturelles*, mai 1909.) 1 fasc. in-8.

**Smoluchowski** (Maryan). — Versuche über Faltungserscheinungen schwimmender elasticher Platten. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, novembre 1909.) 1 fasc. in-8.

— Ueber ein gewisses Stabilitätsproblem der Elastizitätslehere und dessen Beziehung zur Entstehung von Faltengebirgen. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, juin 1909.) 1 fasc. in-8.

**Tissot** (**C.**). — Les oscillations électriques. Principes de la Télégraphie sans fil. Paris, O. Doin et fils, 1909; 1 vol. in-18.

**Valbreuze** (**R. de**). — Notions générales sur la Télégraphie sans fil (4e édition entièrement remaniée, complétée et mise à jour). (*La Lumière électrique.*) Paris, 1910; 1 vol. in-8.

**Voigt** (**Woldemar**). — Lehrbuch der Krystallphysik (mit Ausschluss der Kristalloptik). Leipzig, B.-G. Turner, 1910; 1 vol. in-8.

**Wulf** (Le P. **Th.**), S. J. — Sur le rayonnement très pénétrant observé dans l'air et l'origine de ce rayonnement. Louvain, F. et R. Ceuterick, 1910; 1 fasc. in-8.

— L'Électromètre bifiliaire et ses applications. Louvain, F. et R. Ceuterick, 1910; 1 fasc. in-8.

**Zakrzewski** (**C.**). — Sur un analyseur elliptique à pénombre. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, novembre 1907.) 1 fasc. in-8°.

— Sur les propriétés optiques des métaux. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, novembre 1909.) 1 fasc. in-8.

— Ueber die Dispersion einiger Metalle im sichtbaren Spektrum, erste Mitteilung. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, mars 1910.) 1 fasc. in-8.

**Zakrzewski** (**C.**) et **Kraft** (**C.**). — Sur les directions principales dans les liquides biréfringents par effet du mouvement. (Extr. du *Bull. de l'Acad. des Sciences de Cracovie*, juillet 1905.) 1 fasc. in-8.

**Zickendraht** (**Hans**). — Beiträge zur Kenntnis der Natriumspektra. (Extr. *Ann. der Physik.*, t. XXXI, 1910.) 1 fasc. in-8.

— Ueber einen Luftwiderstandsapparat. (Extr. *Naturforschenden Gesellschaft in Basel*, Band XXI, 1910.) 1 fasc. in-8.

— Die Tätigkeit der Physikalisch-technischen Reichsanstalt im Jahre 1909. (Extr. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, april 1910.) 1 fasc. in-4.

**Quatrième Congrès international d'Aéronautique** (Nancy, 18-23 septembre 1909). — Rapports et Mémoires (publiés par les soins de la Commission permanente internationale d'Aéronautique). Paris, H. Dunod et Pinat, 1910; 1 vol. in-8.

**Observatoire royal de Belgique.** — Annuaire astronomique pour 1910. Bruxelles, Hayez, 1910; 1 vol. petit in-8.

**Notice nécrologique sur le colonel Teploff** (en russe); 1 fasc. in-8.

**Société internationale des Électriciens.** — Procès-verbal de la Commission permanente des unités électriques (séance du 12 mars 1901); 1 fasc. in-8.

**Société pour le développement de l'enseignement technique près de l'Université de Grenoble.** — Inauguration de l'École française de Papeterie et pose de la première pierre de l'Institut électrotechnique Brenier. Grenoble, Allier, 1910; 1 fasc. in-8. (Publications de l'Institut électrotechnique de l'Université de Grenoble.)

**Commission électrotechnique internationale.** — Comité électrotechnique français. La vie et les œuvres de E. Mascart; par P. Janet. Fasc. 2, 1910. Vocabulaire électrotechnique. Fasc. 3, 1910. Paris, Gauthier-Villars, 1910; in-4.

**Ministère de l'Instruction publique et des Beaux-Arts : Comité des Travaux historiques et scientifiques.** — Comptes rendus du Congrès des Sociétés savantes de Paris et des départements, tenu à Rennes en 1909. (Section des Sciences.) Paris, Imprimerie nationale, 1909; 1 vol. in-8.

**Congrès des Sociétés savantes à la Sorbonne.** — Discours prononcés à la Séance générale du Congrès, le samedi 2 avril 1910, par M. E. Bablon, Membre de l'Institut, et M. E. Pottier, Président de l'Académie des Inscriptions et Belles-Lettres Paris, Imprimerie nationale, 1910; 1 fasc. in-8.

**Ministère de l'Instruction publique.** — Mission du Service géographique de l'Armée pour la mesure d'un arc de méridien équatorial en Amérique du Sud, sous le contrôle scientifique de l'Académie des Sciences, 1899-1910. Tome III, fasc. 1. Angles azimutaux. Paris, Gauthier-Villars, 1910; 1 fasc. in-4.

# TABLE DES MATIÈRES.

PROCÈS-VERBAUX ET RÉSUMÉS DES COMMUNICATIONS.

Pages.

46204 Paris, Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

# LISTE DES MEMBRES.

ANNÉE 1911.

# SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE,

44, RUE DE RENNES, PARIS (6e).

(1911.)

## BUREAU.

MM. Poincaré (L.), *Président.*
Baillaud (B.), *Vice-Président.*
Abraham (H.), *Secrétaire général.*
Becquerel (J.), *Secrétaire.*
Duclaux (J.), *Vice-Secrétaire.*
Pellin (Ph.), *Archiviste-Trésorier.*

## CONSEIL.

*Membres résidants :*

MM. Claude (G.). 1909.
Devaux-Charbonnel.
Dufour (A.).
de Gramont.

Beclère (A.). 1910.
Bloch (E.).
Hadamard.

De Broglie. 1911.
Chassagny.
Laporte.
Joly (L.)
Wallerant.

*Membres non résidants :*

MM. Battelli (Pisa). 1909.
Chwolson (Saint-Pétersbourg).
Guinchant (Bordeaux).
Vautier (Lyon).

Bénard (Bordeaux). 1910.
Guye (Ch.-Ed.) (Genève).
Lenard (Kiel).
Swyngedauw (Lille).

Lehmann (Karlsruhe). 1911.
Perreau (Besançon).
Poynting (Birmingham).
Rothé (Nancy)

MM. **ALMEIDA** (D'), *Secrétaire général, Fondateur* (1873-1880).
**JOUBERT**, *Secrétaire général honoraire* (1880-1890).
**PELLAT**, *Secrétaire général honoraire* (1891-1898).
**POINCARÉ** (L.), *Secrétaire général honoraire* (1899-1900).
**NIAUDET**, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1875-1882).
**MAURAT**, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1883-1890).
**GAY**, *Trésorier-Archiviste honoraire* (1891-1898).

## ANCIENS PRÉSIDENTS.

| | MM. | | MM. |
|---|---|---|---|
| 1873. | FIZEAU. | 1892. | VIOLLE. |
| 1874. | BERTIN. | 1893. | LIPPMANN. |
| 1875. | JAMIN. | 1894. | JOUBERT. |
| 1876. | QUET. | 1895. | CAILLETET. |
| 1877. | BECQUEREL (ED.). | 1896. | BOUTY. |
| 1878. | BLAVIER. | 1897. | BECQUEREL (H.). |
| 1879. | BERTHELOT. | 1898. | BENOIT (R.). |
| 1880. | MASCART. | 1899. | BASSOT. |
| 1881. | CORNU. | 1900. | CORNU. |
| 1882. | GERNEZ. | 1901. | PELLAT. |
| 1883. | JANSSEN. | 1902. | POINCARÉ (H.). |
| 1884. | POTIER. | 1903. | GARIEL (C.-M.). |
| 1885. | MAREY. | 1904. | ARSONVAL (D'). |
| 1886. | SEBERT. | 1905. | DUFET (H.). |
| 1887. | WOLF. | 1906. | AMAGAT (E.-H.). |
| 1888. | ROMILLY (DE). | 1907. | LE CHATELIER (H.). |
| 1889. | MASCART. | 1908. | DESLANDRES. |
| 1890. | MALLARD. | 1909. | BRILLOUIN. |
| 1891. | FRIEDEL. | 1910. | BERTIN (L.-E.). |

# MEMBRES HONORAIRES (¹).

MM. **AMAGAT** (E.-H.), Membre de l'Institut.

**BELL** (**Alex. Graham**), de Washington (États-Unis).

**LIPPMANN** (**Gabriel**), Membre de l'Institut.

**RAYLEIGH** (**Lord**), F. R. S., Professeur à l'Institution royale de Londres (Angleterre).

**THOMSON** (**J. J.**), Cavendish Professor of experimental Physics, Cambridge, and Professor of natural Philosophy at the Royal Institution, London (Angleterre).

**VAN DER WAALS** (**G.-D.**), Professeur à l'Université d'Amsterdam (Hollande).

**VIOLLE**, Membre de l'Institut.

**POINCARÉ** (Henri), Membre de l'Institut.

**NERSNT** (**W.**), Professeur à l'Université de Berlin.

---

(¹) *Membres honoraires décédés :*

| | | | |
|---|---|---|---|
| MM. A. BECQUEREL. | 1874-78. | MM. FIZEAU. | 1873-1896. |
| V. REGNAULT. | 1876-78. | BERTRAND. | 1890-1900. |
| SECCHI. | 1876-78. | ROWLAND. | 1893-1901. |
| BILLET. | 1876-82. | CORNU. | 1895-1902. |
| PLATEAU. | 1880-83. | STOKES. | 1878-1902. |
| JAMIN. | 1882-86. | POTIER. | 1902-1905. |
| EDLUND. | 1884-88. | BERTHELOT. | 1887-1907. |
| BROCH. | 1878-89. | KELVIN (Lord). | 1876-1907. |
| JOULE. | 1878-89. | JANSSEN. | 1889-1907. |
| HIRN. | 1890-90. | BECQUEREL (H.). | 1908-1908. |
| ED. BECQUEREL. | 1882-91. | MASCART (E.). | 1895-1908. |

EXTRAIT DES STATUTS : Art. IV. — Le titre de Membre honoraire est conféré comme une distinction particulière à des physiciens éminents de la France et de l'Etranger.

Les Membres honoraires ont voix délibérative dans les séances de la Société et du Conseil, ainsi que dans les Assemblées générales. Ils sont nommés par la Société à la majorité des voix, sur la présentation du Conseil.

Il ne peut en être nommé plus de deux chaque année.

Leur nombre est de quinze au plus.

# DONATEURS [1].

| | fr. |
|---|---|
| **COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI** (**Baron d'EICHTHAL**) | 2000 |
| **COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI** | 1000$^{\mathrm{fr}}$ |
| M. **GUÉBHARD**, Agrégé des Facultés de Médecine (pour l'amélioration de la Bibliothèque) | 10000 |
| **ANONYME** (pour aider à la publication du Volume des *Constantes*) | 5000 |
| MM. **JENNESSON**, Principal de Collège (Legs) | 500 |
| **ANONYME** (Solde des comptes de la Société chez MM. Gauthier-Villars et fils) | 5547,50 |
| **BISCHOFFSHEIM**, Membre de l'Institut | 1500 |
| **SAUTTER** et **LEMONNIER**, Une machine dynamo. | |
| **JEUNET**, ancien Professeur au Lycée d'Angoulême | 500 |
| **ROTHSCHILD** (**Baron Edmond de**) | 300 |
| **CANET** (**Gustave**) | 1000 |
| **MARTIN** (**Ch.**), de Chartres (Legs) | 1000 |
| **ANONYME** (pour la publication du tome I des *Données numériques*) | 11000 |
| **ANONYME** (pour la publication du tome II des *Données numériques*) | 9600 |
| **GAUTHIER-VILLARS** (pour la publication du tome I des *Données numériques*) | 850,25 |
| **GAUTHIER-VILLARS** (pour la publication du tome II des *Données numériques*) | 734,25 |
| **COPPET** (**de**) (pour la publication des *Données numériques*). | 1000 |
| **ANONYME** (pour aider à la publication du tome III des *Données numériques*) | 6000 |
| **ANONYME** (pour aider à la publication des Mémoires). | 5000 |
| **ANONYME** (pour missions scientifiques) | 2000 |
| **NOGUÉ** (**Émile**) | 300 |
| **ROMILLY** (**Félix Worms de**) | 150000 |
| **GUÉBHARD** (6 dons annuels de 300$^{\mathrm{fr}}$) | 1800 |
| **ANONYME** | 500 |
| **DROITS D'AUTEUR** de la traduction allemande du *Recueil d'expériences*, de M. Abraham | 367,80 |
| **ZILOFF** (pour aider à la publication des Œuvres de Curie). | 100 |
| **CURIE** (**M$^{\mathrm{me}}$ P.**), abandon de droit d'auteur pour la publication des Œuvres de P. Curie | 1200 |

[1] Les noms des personnes qui auront donné à la Société une somme supérieure ou égale à 500 francs resteront inscrits, avec le chiffre de la donation, immédiatement après les Membres honoraires, et avant les Membres à vie, sous le titre de DONATEURS. Les Membres à vie pourront acquérir ce titre en ajoutant une somme de 300 francs à leur souscription perpétuelle. (Décision du Conseil du 1$^{\mathrm{er}}$ décembre 1891.)

# MEMBRES A VIE (¹).

MM. * D'ABBADIE, Membre de l'Institut.

ABRAHAM (Henri), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris, 5ᵉ.

* ABRIA, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.

* D'ALMEIDA, Inspecteur général de l'Instruction publique, Secrétaire général de la Société.

* ALVERGNIAT, Constructeur d'instruments de Physique.

AMAGAT (E.-H.), Membre de l'Institut, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, à Saint-Satur (Cher).

AMAR (Jules), Dr ès sciences, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 62, boulevard Saint-Germain, Paris, 5ᵉ.

ANCEL (Louis), Ingénieur des Arts et Manufactures, 13, rue Brochant Paris, 17ᵉ.

ANGOT, Directeur du Bureau central météorologique, Professeur à l'Institut National Agronomique, 176, rue de l'Université, Paris, 7ᵉ.

ARNOUX (René), Ingénieur civil, 45, rue du Ranelagh, Paris, 16ᵉ.

ARSONVAL (Dr D'), Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 12, rue Claude-Bernard, Paris, 5ᵉ.

AUBERT (Jules), Professeur au Lycée Condorcet, 24, rue Chaptal, Paris, 9ᵉ.

AUBERT (Paul), Professeur au Lycée Henry IV, 13, rue Emile-Zola, à Nogent-sur-Marne (Seine)

BABINSKI, Ingénieur civil des Mines, 170 *bis*, boul. Haussmann, Paris, 8ᵉ.

BADONNEL (Marie-Gabriel-Victor), Professeur au Lycée, 2, square Castan, à Besançon (Doubs).

BAILLAUD (Jules), Astronome adjoint à l'Observatoire, 148, boulevard du Montparnasse, Paris, 14ᵉ.

BAILLE, Répétitr à l'École Polytechnique, 26, rue Oberkampf, Paris, 10ᵉ.

* BANDSEPT (Albert), Ingénieur.

BARDY (Charles), Directeur honoraire du service scientifique des Contributions indirectes, 30, rue de Miromesnil, Paris, 8ᵉ.

* BARON, ancien Directeur à l'Administration des Postes et des Télégraphes.

BASSÉE (Jules-Charles), Constructeur d'instruments de Physique, 4, avenue de la Dame-Blanche, à Fontenay-sous-Bois (Seine).

---

(¹) Les Membres résidants ou non résidants deviennent membres à vie et sont libérés de toute cotisation moyennant un versement de 300 francs ou quatre versements de 75 francs pendant quatre années consécutives. Les sommes versées pour rachat des cotisations font partie du fonds de réserve ainsi qu'il est dit en l'article 14, et leur revenu seul peut être employé aux besoins de la Société. (STATUTS, art. 3).

* Membres décédés.

MM. Bauer (Edmond), 9, avenue d'Eylau, Paris, 16e.

Baume (Georges), Dr ès sciences, Privat docent à l'Université, 44, quai des Eaux-Vives, à Genève (Suisse).

Baume-Pluvinel (comte de la), 7, rue de la Baume, Paris, 7e.

Becker, Préparateur de Physique au Collège Rollin, avenue Trudaine, Paris, 9e.

Béclère (Dr Antoine), membre de l'Académie de Médecine, Médecin de l'Hôpital Saint-Antoine, 122, rue La Boëtie, Paris, 8e.

* Becquerel (Henri), Membre de l'Institut.

Becquerel (Jean), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur au Muséum, 15, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

Bénard (Henri), Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

Benoit (René), Correspondant de l'Institut, Directr du Bureau international des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, à Sèvres (S.-et-O.).

Berger (Dr Émile), Membre correspondant des Académies royales de Médecine de Belgique et de Madrid, 3, rue Anatole-de-la-Forge, Paris, 7e.

Bertin (L.-E.), Membre de l'Institut, Directeur du Génie maritime, du cadre de réserve, 8, rue Garancière, Paris, 6e.

* Bienaymé, Inspecteur général du Génie maritime en retraite.

* Bischoffsheim (Raphaël-Louis), Membre de l'Institut.

Billard (Manuel-Jacques-Camille), Professeur au Lycée Charlemagne, 10, boulevard Saint-Marcel, Paris, 5e.

Bjerknes (Wilhelm), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

Blanchet (Arthur), Ingénieur, 10, rue Valentin-Haüy, Paris, 7e.

* Blavier, Inspecteur général des Télégraphes, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.

Bloch (Eugène), Professeur au Lycée Saint-Louis, 11, rue Rataud, Paris, 5e.

Bloch (Salvador), Professeur au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

Blondel, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 41, avenue de La Bourdonnais, Paris, 7e.

Blondin, Professeur au Collège Rollin, 171, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9e.

Blondlot, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Boberil (le Comte Roger du), 10, rue d'Antibes, à Cannes (Alpes-Maritimes).

Boitel, Professeur au Lycée Lakanal, 4, rue Houdan, à Sceaux (Seine).

Boizard, Professeur au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

Bordas (Dr Frédéric), Professeur suppléant au Collège de France, 58, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

MM. **Bordé** (Paul), Ingénieur opticien, 29, boulevard Haussmann, Paris, 9ᵉ.

**Bordet** (Lucien), ancien élève de l'École Polytechnique, ancien Inspecteur des Finances, Administrateur de la Cⁱᵉ des Forges de Châtillon et de Commentry, 181, boulevard Saint-Germain, Paris, 7ᵉ.

**Boris**, ancien Élève de l'École Polytechnique, 147, avenue Malakoff, Paris, 16ᵉ.

**Bosler**, Aide-Astronome à l'Observatoire de Meudon, Parc des Grimettes, à Meudon (S.-et-O.).

**Boulanger** (Julien), Colonel du Génie, en retraite, 2 *bis*, rue Gagneraux, à Dijon (Côte-d'Or).

**Bourgarel** (Paul), Professeur au Lycée Carnot, 145, boulevard Malesherbes, Paris, 17ᵉ.

**Bourgeois** (Léon), Dʳ ès sciences, Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, boulevard Henri IV, Paris, 4ᵉ.

**Bourlet** (Carlo), Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 56, rue Raynouard, Paris, 16ᵉ.

**Boutaric** (Jean), Ingénieur des Arts et Manufactures, 14, avenue Émile à Montmorency (Seine-et-Oise).

**Bouty**, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques, Paris, 14ᵉ.

**Branly** (Dʳ E.), Membre de l'Institut, Professeur à l'École libre des Hautes Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville, Paris, 7ᵉ.

* **Bréguet** (Antoine), ancien Élève de l'École Polytechnique.

**Brewer**, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain, Paris, 5ᵉ.

**Brillouin**, Professeur au Collège de France, 31, boulevard de Port-Royal, Paris, 13ᵉ.

* **Brion**, Professeur au Lycée Saint-Louis.

* **Brisse** (Ch.), Professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Polytechnique.

**Broca** (Dʳ André), Répétiteur à l'École Polytechnique, Professeur agrégé à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau, Paris, 7ᵉ.

***Brunhes** (Bernard), Professeur à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, Directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme.

**Brylinski** (Émile), Sous-Directeur du *Triphasé*, 5, avenue Teissonnière, à Asnières (Seine).

* **Buchin**, Ingénieur électricien.

**Buisson**, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

* **Cabanellas**, Ingénieur électricien.

* **Cadot**, Professeur au Lycée Carnot.

**Cailho**, Ingénieur des Télégraphes, 111, rue Mozart, Paris, 16ᵉ.

* **Canet** (Gustave), Directeur de l'Artillerie de MM. Schneider et Cⁱᵉ.

MM. Carimey, Professeur au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

Carpentier (Jules), Membre de l'Institut, Membre du Bureau des Longitudes, 34, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

Carvallo, Directeur des Études à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

Carvallo (Jacques), Agrégé des Sciences physiques, Préparateur à la Faculté des Sciences, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

Caspari, Ingénieur hydrographe de la Marine, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

* Cauro (Joseph), Docteur ès sciences, ancien Élève de l'École Polytechnique.

Chabaud (Victor), 28, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

Chair, Professeur au Lycée Charlemagne, 6, boulevard Henri IV, Paris, 4e.

Chairy, Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 60, rue du Ranelagh, Paris, 6e.

Chancel (Félix), Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

Chardonnet (Comte de), 22, rue de l'Arcade, Paris.

* Chautard, Doyen honoraire de la Faculté libre des Sciences de Lille.

Chauveau, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille, Paris, 7e.

Chauvin (Raphaël), Ingénieur électricien, 186, rue Championnet, Paris, 18e.

Chaves (Antonio-Ribeiro), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janerio (Brésil).

* Chervet, Professeur au Lycée Saint-Louis.

Claverie, Censeur au Lycée Condorcet, 65, rue Caumartin, Paris, 9e.

Clément (Louis), 18, rue Louis-le-Grand, Paris, 2e.

Colardeau (Emmanuel), Professeur au Collège Rollin, 13, rue de Navarin, Paris, 9e.

Colin (Th.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue Victor-Considérant, Paris, 14e.

Colson (Albert), Professeur de Chimie à l'École Polytechnique, 47, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

Compagnie des Chemins de fer du Midi, 54, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

Compagnie des Salins du Midi, 84, rue de la Victoire, Paris, 9e.

* Contal, Préparateur de Physique au Collège Rollin.

Coppet (de), villa de Coppet, rue Magnan, à Nice (Alpes-Maritimes).

* Cornu (A.), Membre de l'Institut, Professeur à l'École Polytechnique.

Cotton (A.), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 52, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e.

MM. Coudert, Professeur au Lycée Condorcet, 33 bis, rue de Moscou, Paris, 8e.

Courtois (l'abbé F.), Missionnaire, Église Saint-Joseph, à Chang-Haï (Chine).

Crémieu (Victor), Dr ès sciences, Préparateur à la Faculté des Sciences, aux Ombries, par Le Poujol (Hérault).

Culmann (Paul), Docteur ès sciences, 2, rue aux Ours, Paris, 3e.

Curie (Mme Sklodowska), Professeur de Physique générale à la Faculté des Sciences, 6, rue du Chemin de fer à Sceaux (Seine).

* Curie (Pierre), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences.

Dambier, Professeur au Collège Stanislas, 44, rue de Fleurus, Paris, 6e.

Defforges (Général G.), commandant la 78e Brigade, villa Saint-Michel, à Toul (Meurthe-et-Moselle).

Defoix (Dr), 82, rue Vaneau, Paris, 7e.

Delebecque, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 36, boulevard des Tranchées, à Genève (Suisse).

Delvalez (G.), Professeur au Lycée Condorcet, 16, avenue Ledru-Rollin, Paris, 12e.

Devaux-Charbonnel, Ingénieur des Télégraphes, 286, boulevard Raspail, Paris, 14e.

Diot, Professeur au Lycée Condorcet, 72, rue Nollet, Paris, 17e.

* Dollfus (Eugène), Chimiste, Fabr. d'indiennes, à Mulhouse (Alsace).

Domergue (E.), Résident à Haïphong (Tonkin).

Dongier, Dr ès sciences, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 87 *bis*, Grande-Rue, à Bourg-la-Reine (Seine).

Doumer (Dr), Professeur à la Faculté de Médecine de Lille (Nord).

Drouin (Félix), Ingénieur, 9, rue des Pins, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

Dubois (Mlle Hélène), Professeur au Lycée de jeunes filles Victor Hugo, 100, avenue des Ternes, Paris, 17e.

Dubois (René), Professeur à l'École Turgot, 23, rue des Fossés-Saint-Jacques, Paris, 5e.

* Duboscq (Jules), Constructeur d'instruments de Physique.

* Duclaux, Membre de l'Institut, Directeur de l'Institut Pasteur,

Duclaux (Jacques), Docteur ès sciences, Préparateur à l'Institut Pasteur, 24, rue Dutot, Paris, 15e.

* Duclos, ancien Directeur d'École normale.

Duddell (W.), Ingénieur, 47, Hans-Place, London S. W. (Angleterre).

* Dufet (H.), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, Professeur au Lycée Saint-Louis.

Dufour (A.), Professeur au Lycée Louis-le-Grand. 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

Dumoulin-Froment, Constructeur d'instruments de précision.

Durand, Préparatr à la Faculté des Sciences, 50, rue Monge, Paris, 5e.

MM. Dybowski, Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg, Paris, 12^e^.

Engel, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, à Châtillon-sous-Bagneux (Seine).

Faivre-Dupaigre, Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5^e^.

Favé, Ingénieur hydrographe en chef de la Marine, 1, rue de Lille, Paris, 7^e^.

* Fernet, Inspecteur général honoraire de l'Instruction publique.

* Fontaine (Hippolyte), Ingénieur électricien.

Fortin (Charles), 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5^e^.

Foussereau, D^r^ ès sciences, 50, boulevard de Port-Royal, Paris, 5^e^.

Foveau de Courmelles (D^r^), 26, rue de Châteaudun, Paris, 9^e^.

Fredet (Henri), Industriel, à Brignoud (Isère).

* Friedel, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris.

Gal, 103, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6^e^.

Galimard, Industriel, à Flavigny-sur-l'Ozerain (Côte-d'Or).

Gall (Henry), Directeur de la Société d'Électrochimie, 5, rue Albert-Joly, à Versailles (Seine-et-Oise).

Gariel (C.-M.), Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue Édouard-Detaille, Paris, 17^e^.

Gascard (A.), Professeur à l'École de Médecine, Pharmacien des hôpitaux, 33, boulevard Saint-Hilaire, à Rouen (Seine-Inférieure).

Gaumont (L.), Directeur du Comptoir général de Photographie, 57, rue Saint-Roch, Paris, 1^er^.

* Gauthier-Villars, Libraire-Éditeur.

* Gay (Jules), Examinateur honoraire à l'École Militaire de Saint-Cyr.

Gayon, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 7, rue Dufour-Dubergier, à Bordeaux (Gironde).

Gehrke (Ernst), D^r^ Phil., Privat-Docent a. d. Universität Technischen Höffsarbeiter a. d. Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Hornstrasse, 13, Berlin S. N. (Allemagne).

Geitler (Josef, Ritter von), D^r^ Professor Physikalischen Institut der Universität, à Czernowitz (Autriche).

Gérard (Anatole), Ingénieur électricien.

* Gernez (Désiré), Membre de l'Institut, Maître de Conférences honoraire de l'École Normale supérieure.

* Gibert (Eugène-Louis-Marie), Chef d'escadron d'Artillerie coloniale.

Gibert, Professeur de Physique à l'École Colbert, 146, boulevard Magenta, Paris, 10^e^.

Girardin (l'abbé Maurice), Professeur, 107, rua Cattete 113, à Rio-Janeiro (Brésil). Via Lisbonne.

MM. GODARD (Léon), Dr ès sciences, Professeur au Lycée Saint-Louis, 61, rue Claude-Bernard, Paris, 5e

GODEFROY (l'abbé), ancien Professeur de Chimie à l'Institut catholique.

GODRON (H.), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 52, quai du Mont-Riboudet, à Rouen (Seine-Inférieure).

GOISOT (G.), Ingénieur, 10, rue Bélidor, Paris, 17e.

GOLOUBITZKY, Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie)

* GOTENDORF (Silvanus).

GOURGUECHON (Émile), Ingénieur au Corps des Mines, 49, rue Claude-Lorrain, Paris, 16e.

GOURÉ DE VILLEMONTÉE, Docteur ès sciences, Professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy, Paris, 5e.

GRAMONT (Arnaud DE), Docteur ès sciences, 179, rue de l'Université, Paris, 7e.

GRANQVIST (Per-Gustav David), Professeur à l'Université d'Upsal (Suède).

GRASSOT (Émile), Ingénieur à la Compagnie des Compteurs et Matériel d'usines à gaz, 48, boulevard de Vaugirard, Paris, 15e.

GRAY (Robert Kaye), Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-percha and Telegraph Works C° limited, à Londres (Angleterre).

GROSSETESTE (William), Ingénieur, 5, rue Amiral-Courbet, Paris, 16e.

GROUVELLE, Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 18, avenue de l'Observatoire, Paris, 6e.

GUÉBHARD (Dr Ad.), Agrégé des Facultés de Médecine, à Saint-Vallier-de-Thiey (Alpes-Maritimes), et 4, rue de l'Abbé-de-l'Épée, Paris, 5e.

GUILLET (Amédée), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 158, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

HADAMARD (Jacques), Professeur au Collège de France, 25, rue de Humboldt, Paris, 14e.

HAMY (Maurice), Membre de l'Institut, Astronome titulaire à l'Observatoire, 3, rue Humboldt, Paris, 14e.

HAUSER (Eurique), Ingeniero Professor de la Escuela de la Minas, Secretario de la Comision del Grisa, Membre de la Real Academia de Ciencias, Zorilla 33 à Madrid (Espagne).

HEMPTINNE (Alexandre DE), 56, rue de la Vallée, à Gand (Belgique).

HENRY (Alfred), Ingénieur de la Raffinerie A. Sommier et Cie, 145, rue de Flandre, à Paris.

HONDA (Kotaro), à l'Institut de Physique de l'Université de Tokio (Japon).

HUET (Ernest), Docteur en Médecine, 21, rue Jacob, Paris, 6e.

* HUGO (comte Léopold).

HUSSON (Léon), Directeur des câbles sous-marins, 28, rue du Four, Paris, 6e.

ICOLE (Léon), Professeur au Lycée, 62, rue Ballainvilliers, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

MM. INFREVILLE (Georges D'), Électricien de la *Western Union Telegraph*, Expert de la *National Bell Telephone C°*, 110, Liberty Street, New-York (États-Unis).

JACOBS (Fernand), Président de la Société Belge d'Astronomie, 21, rue des Chevaliers, à Bruxelles (Belgique).

JAILLE (Marquis DE LA), 26, rue d'Armenonville, à Neuilly-sur-Seine.

* JAMIN, Membre de l'Institut.

JANET (Paul), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central et de l'École supérieure d'Électricité, 6, rue du Four, Paris, 6e.

* JAVAL, Membre de l'Académie de Médecine.

JAVAL (Jean), Membre du Conseil général de l'Yonne, 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

JAVAUX (Émile), Administrateur-Directeur de la Société *Gramme*, 20, rue d'Hautpoul, Paris, 19e.

JEHN (Albert), 14, rue de la Bruyère, Paris, 9e.

* JENNESSON, ancien Principal.

* JÉNOT, Professeur honoraire au Collège Rollin.

* JEUNET, Professeur honoraire.

JOBIN (A.), du Bureau des Longitudes, Ingénieur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 31, rue Humboldt. Paris, 14e.

* JOLY, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Paris.

JOLY (A.), Professeur au Lycée Henry IV, 5, rue Claude-Chahu, Paris, 16e.

* JOUBERT, Inspecteur général de l'Instruction publique.

* KERANGUÉ (Yves DE), Capitaine en retraite.

* KERCHOVE (VAN DEN), Sénateur, Gand (Belgique).

KLEIN, Préparateur au Laboratoire de Physique (Laboratoire d'Enseignement) de la Faculté des Sciences. 10, rue Antoine-Roucher, Paris. 16e.

KNOLL, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand, Paris, 5e.

* KŒCHLIN (Horace), Chimiste.

KORDA (Désiré), Ingénieur, Administrateur de la Société française d'électricité A. E. G., 15, rue Ambroise-Thomas, Paris, 9e.

KOROLKOFF (Alexis), Lieutenant-Colonel d'Artillerie russe, Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).

KROUCHKOLL, Docteur ès sciences et Docteur en Médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 150, avenue de Wagram, Paris, 17e.

KUCERA (Bohumil), Dr Phil., Professeur adjoint à l'Université tchèque, Laboratoire de Physique, à Prague (Autriche).

* LACOUR, Ingénieur civil des Mines.

LAFAY (A.), Capitaine, Professeur à l'École Polytechnique, 98, rue d'Arcueil, à Malakoff (Seine).

MM. LALLEMAND (Charles), Inspecteur général au corps des Mines, Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes, Directeur du service du nivellement général de la France, 66, boulvard Émile-Augier, Paris, 16e.

LAMPA (A.), Professeur à l'Université de Vienne (Autriche).

LAPRESTÉ, Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Charlet, Paris, 15e.

* LAURENT (Léon), ancien constructeur d'instruments d'Optique.

LAVIÉVILLE (Augustin), Inspecteur honoraire de l'Académie de Paris, 3, rue Legoff, Paris, 5e.

LE BEL, ancien Président de la Société chimique, 250, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

LEBLANC (Maurice), ancien Élève de l'École Polytechnique, à Croissy (Seine-et-Oise).

* LECHAT, Professeur honoraire du Lycée Louis-le-Grand.

LE CHATELIER (André), Ingénieur en chef de la Marine, 331, rue Paradis, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

LE CHATELIER (Henry), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 75, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

LE CHATELIER (Louis), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 4, rue Bara, Paris, 5e.

* LE CORDIER (Paul), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

LEDUC (A.), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 3, rue de Médecis, Paris, 6e.

LEFÈVRE (Léon), Ingénieur des Arts et Manufactures, 30, boulevard Beaumarchais, Paris, 11e.

LEFEBVRE (Pierre), Professeur au Lycée, 67, boulevard Faidherbe, à Douai (Nord).

LEMOINE (E.), ancien Élève de l'École Polytechnique, Chef honoraire du Service de la vérification du Gaz, 4, boulevard de Vaugirard, Paris, 15e.

* LEMONNIER, ancien Élève de l'École Polytechnique.

* LEMSTRÖM (Selim), Professeur émérite de l'Université de Helsingfors (Finlande).

LEQUEUX, Ingénieur des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

LEROY, Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail, Paris, 14e.

* LESPIAULT, Profr à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

* LÉTANG (Paul), Ingénieur électricien.

LÉTANG (Dr Marc), à l'Essart, par Poitiers (Vienne).

LETELLIER (Léon), Professeur au Lycée, 53, rue Jame-Cane, à Tours (Indre-et-Loire).

* LEUILLIEUX (Dr), Médecin de la Cie des Chemins de fer de l'Ouest,

LEVESQUE (Lieutenant), Section de Géodésie du Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

LIÉNARD (Alfred-Marie), Ingénieur des Mines, Professeur à l'École des Mines, 16, rue Stanislas, Paris, 6e.

MM. Limb, Docteur ès sciences, Ingénieur, Conseil de la Maison Gindre frères et Cie de Lyon, 11, quai de l'Archevêché, à Lyon.

Lippmann, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon, Paris, 5e.

Louvet (Édouard), Ingénieur Civil des Mines, à Nœux-les-Mines (Pas-de-Calais).

Lugol (Paul), Profr au Lycée Saint-Louis, 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

Lyon (Gustave), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, 24 *bis*, rue Rochechouart, Paris, 9e.

* Macé de Lépinay, Professeur à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

Mach (Dr E.), Professeur de Physique à l'Université de Vienne (Autriche).

Macquet (Auguste), Ingénieur au corps des Mines, Professeur à l'École des Mines du Hainaut, à Mons (Belgique).

Malassez (Jean), Préparateur à la Faculté des Sciences, 79, boulevard Raspail, Paris, 14e.

* Mallard, Membre de l'Institut, Inspecteur général des Mines, Professeur de Minéralogie à l'École des Mines.

Maneuvrier, Directeur adjoint du Laboratoire des Recherches (Physique) à la Sorbonne, Paris, 5e.

Marie, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne, 5, rue Basse-des-Carmes, Paris, 4e.

* Martin (Ch.), de Chartres.

* Mascart, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France.

Massin, Ingénieur des Télégraphes, 61, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

* Masson (G.), Libraire-Éditeur.

Massoulier, Professeur au Lycée Henri-IV, 11, villa Brune, Paris, 14e.

Mathieu (Maurice-Julien) Ingénieur des Arts et Manufactures, 1 *bis*, rue Ribouté, Paris, 9e.

Maurain (Ch.), Directeur de l'Institut aérotechnique de l'Université de Paris à Saint-Cyr-l'École (Seine-et-Oise).

* Maurat, Professeur honoraire du Lycée Saint-Louis.

Menier (Henry), 8, rue de Vigny, Paris, 8e.

Meslin (G.), Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier (Hérault).

Mesnager (Augustin), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Ingénieur des canaux de la Ville de Paris, 182, rue de Rivoli, Paris, 1er.

Mestre, Ingénieur à la Cie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette, Paris, 10e.

Métral (Pierre), Agrégé des Sciences Physiques, Directeur de l'École Colbert, 27, rue Château-Landon, Paris, 10e.

* Meyer (Bernard), Ingénieur des Télégraphes.

MM Meyer (Stefan), Privat-docent à l'Université, Turkenstrasse, 3, à Vienne (Autriche).

Michel (Auguste), Ingénieur civil, 10, boulevard Victor-Hugo, à Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise).

* Molteni (Alfred).

* Moncel (Comte du), Membre de l'Institut.

* Montefiore (Lévi), Sénateur, Ingénieur, Fondateur de l'Institut électrotechnique, Liége (Belgique).

More (Louis Tranchard), Ph. Dr, Professeur de Physique à l'Université de Cincinnati, à Cincinnati, Ohio (États-Unis).

Morize (Henri), Ingénieur civil, Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, rua Princeza Impérial, n° 20, Antiago, à Rio de Janeiro (Brésil).

* Moser (Dr James), Privat-docent à l'Université de Vienne (Autriche).

Moulin (Marcel), Maître de Conférences de Chronométrie à la Faculté des Sciences de Besançon (Doubs).

Mouton (Henri), Dr ès sciences, attaché à l'Institut Pasteur, 42, rue Mathurin-Régnier, Paris, 15e.

Muirhead (Dr Alexandre F. C. S.), 3, Elm Court, Temple E. C., Londres (Angleterre).

Nagaoka (H.), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université de Tokio (Japon).

Nernst (W.), Dr Professeur à l'Université, Berlin W, 35, am Karlsbad, 26. a. (Allemagne).

Nerville (de), Ingénieur des Télégraphes, 59, rue de Ponthieu, Paris, 8e.

Neveu (Raoul), Constructeur d'instruments de Physique, 35, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève, Paris, 5e.

Nodon (Albert), Ingénieur-Conseil, 12, rue de Moulis, à Bordeaux (Gironde).

* Nogué (Émile), de la Maison Pellin-Duboscq.

* Niaudet, Ingénieur civil.

Ogier (Jules), Membre du Comité consultatif d'Hygiène publique, Chef du Laboratoire de Toxicologie à la Préfecture de police, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

Ollivier (A.), Ingénieur civil, 3, rue Littré, Paris, 6e.

Oumoff (Nicolas), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

Palmade, 2, rue Baumes, à Montpellier (Hérault).

Palmade (F.), Chef de bataillon du Génie, Chef du Génie à Bourges (Cher).

Patte (Lucien), Professeur au Lycée Charlemagne, 31, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

Paulidès (Démosthènes), Docteur en Médecine.

MM. PEIGNEY (Pierre), 168, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.
* PELLAT (H.), Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
PELLIN (Félix), Ingénieur constructeur, 46, avenue du Maine, Paris, 14e.
PELLIN (Philibert), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'instruments d'optique et de précision, successeur de Jules Duboscq, 5, avenue d'Orléans, Paris, 14e.
PÉRARD (L.), Professeur à l'Université, 101, rue Saint-Esprit, Liége (Belgique).
* PÉROT, Dessinateur et Graveur.
PÉROT (Alfred), Professeur à l'École Polytechnique, Physicien à l'Observatoire d'Astronomie physique de Paris, Directeur honoraire du Laboratoire d'Essais, 16, avenue Bugeaud, Paris, 16e.
PERREAU, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon (Doubs).
PERRIER (Georges), Capitaine au 12e Régiment d'Artillerie, 10, avenue Marigny, à Vincennes (Seine).
PERRIN (Jean), Professeur de Chimie physique à la Faculté des Sciences, 106, boulevard Kellermann, Paris, 13e.
PETIT (G.-E.), Ingénieur des Télégraphes, chargé des études relatives à la Télégraphie sans fil, 205, boulevard Raspail, Paris, 14e.
PICOU (R.-V.), Ingénieur des Arts et Manufactures, 47, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17e.
* PILTSCHIKOFF (Nicolas), Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).
POINCARÉ (A.), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 10, rue de Babylone, Paris, 7e.
POINCARÉ (Lucien), Directeur de l'Enseignement secondaire, 130, rue de Rennes, Paris, 6e.
POLLARD (Jules), Directeur du Génie maritime, Directeur de l'Établissement d'Indret, par Basse-Indre (Loire-Inférieure).
POPP (Victor), ancien Administrateur-Directeur de la Compagnie des Horloges pneumatiques, 21, place de la Madeleine, Paris, 8e.
PORTER (Alfred-Wiliam), B. Sc. Fellow and Assistant Prof. of Physics, University College, Gower street, Londres W. C. (Angleterre).
PORTER (B.-Albert), Consultant and Importer, 1024 Lake Shore Drive, Evanston, Illinois (États-Unis).
* POTIER, Membre de l'Institut, Ingénieur en chef des Mines.
POUSSIN (Alexandre), Ingénieur, 7, rue de l'Équitation, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).
PRIEUR (Albert), Industriel, 76, boulevard Malesherbes, Paris, 6e.
PUPIN, Docteur en Médecine, 27, quai de la Tournelle, Paris, 5e.
* PUYFONTAINE (Comte DE).
* RAFFARD (N.-J.), Ingénieur.
RAVEAU (C.), 61, boulevard Sébastopol, Paris, 1er.
RAYMOND, Ingénieur principal des Messageries maritimes, à la Ciotat (Bouches-du-Rhône).

MM. * RAYNAUD, Directeur de l'École supérieure de Télégraphie.
RENAULT (Albert), Chimiste, 13, rue Paul-Louis-Courier, Paris, 7e.
REUFFLET, Professeur à l'École Turgot, 8, boulevard de la Bastille, Paris, 12e.
RIBIÈRE (Charles), Inspecteur général des Ponts et Chaussées, Directeur du Service des phares, 1, rue Edmond-About, Paris, 16e.
* RIGOUT (A.), Docteur en Médecine.
* RILLIET, Professeur à l'Université de Genève (Suisse).
RIVIÈRE (Charles), Professeur au Lycée Saint-Louis, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.
* RODDE (Ferd.).
RODDE (Léon), rua do Ouvidor, 107, à Rio de Janeiro (Brésil).
RODOCANACHI (Emmanuel), 54, rue de Lisbonne, Paris, 8e.
* ROGER, Chef d'institution honoraire.
ROHAN-CHABOT (Jehan de), 2, avenue Bosquet, Paris, 7e.
* ROMILLY (Félix Worms DE), ancien Président de la Société française de Physique.
ROMILLY (Paul Worms DE), Ingénieur en chef des Mines, en retraite, 14, quai de Passy, Paris, 16e.
ROTHÉ, Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 21, rue Malzéville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).
ROTHSCHILD (baron Edmond DE), 41, rue du Faubourg-Saint-Honoré, Paris, 8e.
ROUBAULT, Professeur au Lycée Lakanal, 18, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).
ROZIER (F.), Docteur en Médecine, 12, rue de Buci, Paris, 6e.
SAGNAC (G.), Chargé des cours à la Faculté des Sciences, 12, rue Cuvier, Paris, 5e.
SAINTE-CLAIRE DEVILLE (Émile), Ingénieur à la Compagnie du gaz, 73, boulevard Berthier, Paris, 17e.
* SAINTE-CLAIRE DEVILLE (Henri), Membre de l'Institut.
* SAINTE-CLAIRE DEVILLE (Henri), ancien Directeur des Manufactures de l'État, Administrateur délégué de la Société anonyme des anciennes salines domaniales de l'Est.
SAINTIGNON (F. de), Maître de Forges à Longwy (Meurthe-et-Moselle).
* SALET, Maître de conférences à la Faculté des Sciences.
SARRAN (E.), Professeur au Lycée, 20, cours Pasteur, à Bordeaux (Gironde).
* SCHWEDOFF, Professeur à l'Université d'Odessa (Russie).
SCHWOERER (Émile), Ingénieur, ancien Préparateur de Hirn, 12, rue Schlumberger, à Colmar (Alsace).
SEBERT (le Général), Membre de l'Institut, 14, rue Brémontier, Paris, 17e.
SELIGMANN-LUI, Directeur-Ingénieur des Télégraphes, 78, rue Mozart, Paris, 16e.

MM. SENTIS, Professeur au Lycée, 17, boul. de Bonne, à Grenoble (Isère).

* SERPOLLET, Ingénieur.

SIEGLER, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées, Ingénieur en Chef de la voie des Chemins de fer de l'Est, 48, rue Saint-Lazare, Paris, 9e.

SIEGLER (Jean), Ingénieur au corps des Mines, 1, rue Jean-Bologne, Paris, 16e.

SIMON (L.-J.), Sous-Directeur du Laboratoire de Chimie à l'École Normale supérieure, 28, rue Vauquelin, Paris, 5e.

SOLVAY (Ernest), Industriel, 43, rue des Champs-Élysées, à Bruxelles (Belgique).

SPARRE (le comte Magnus-Louis-Marie de), Doyen de la Faculté catholique des Sciences, 7, avenue de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

* SPOTTISWOODE (W.), Président de la Société royale de Londres (Angleterre).

STIRBEY (Prince G. DE), Darmanesti, Sud Bacau (Roumanie).

* STRAUSS, Colonel Directeur du Génie.

STREET (Charles), Ingénieur des Arts et Manufactures, 13, rue Legendre, Paris, 17e.

SWINTON (Alan A. Campbell), Ingénieur, 66, Victoria street, Westminster, Londres (Angleterre).

TAMARU (Takurô), Professeur adjoint à l'Université, Collège des Sciences, Université de Tôkyô (Japon).

* TEPLOFF, Colonel du Génie impérial russe.

TERMIER, Membre de l'Institut, Professeur à l'École nationale des Mines, 164, rue de Vaugirard, Paris, 15e.

* TERQUEM, Professeur à la Faculté des Sciences de Lille.

THÉLIER (Marcel), 9, avenue de Messine, Paris, 8e.

* THOLLON, Physicien à l'Observatoire de Nice.

THOMAS, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger (Alsace).

THOUVENEL, Professeur au Lycée Charlemagne, 19, boulevard Morland, Paris, 4e.

TIMIRIAZEFF, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

TOMBECK, Docteur ès sciences, Secrétaire de la Faculté des Sciences à la Sorbonne, Paris.

TOUANNE (G. DE LA), Ingénieur des Télégraphes, 80, rue Bonaparte, Paris, 6e.

TOUREN (Charles), Professeur au Collège Rollin, 56, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

TROOST, Membre de l'Institut, 84, rue Bonaparte, Paris, 6e.

TULEU, Ingénieur, 58, rue d'Hauteville, Paris, 10e.

ULLMANN (Jacques), Constructeur électricien, 16, boulevard Saint-Denis, Paris, 10e.

VAGNIEZ (Édouard), à Amiens (Somme).

MM. * VASCHY, Ingr des Télégraphes, Répétiteur à l'École Polytechnique.
VAUTIER (Théodore), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon (Rhône).
* VERRIER (J.-F.-G.).
* VIGOUROUX (R.), Docteur en Médecine.
VILLARD (P.), Membre de l'Institut, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.
VILLIERS (Antoine), Professeur à l'École de Pharmacie, 31, rue d'Alésia, Paris, 14e.
VINCENT (G.), Professeur au Lycée Saint-Louis, 26, rue de Staël, Paris, 15e.
VIOLLE, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, 89, boulevard Saint-Michel, Paris, 5e.
WALCKENAER, Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École des Mines, 218, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.
WALLERANT (F.), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris, 5e.
WALLON (E.), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 65, rue de Prony, Paris, 17e.
* WARREN DE LA RUE, Correspondant de l'Institut.
WEISS (Dr Georges), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Membre de l'Académie de Médecine, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules-Janin, Paris, 16e.
WEISS (Pierre), Professeur de Physique à l'École Polytechnique de Zurich (Suisse).
WERLEIN (Ivan), Constructeur d'instruments d'Optique, 17, rue de Tournon, Paris, 6e.
WERTHEIM SALOMONSON (I. K. A.), Profr de Neuropathologie et d'Électrothérapie à l'Université, 43, Vonaelstraat, à Amsterdam (Hollande).
WEYHER, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de machines, 36, rue Ampère, Paris, 17e.
WHIPPLE (Robert-Stewart), The Cambridge Scientific instrument Compagny. Limited, Chesterton Road, Cambridge (Angleterre).
WILLOT (A.), Licencié ès sciences, 3, rue des Augustins, à Enghien (Belgique).
WRYHT (Arthur), Ingénieur Électricien, 3, Addison Road Kensington London W. (Angleterre).
WUILLEUMIER (H.), Docteur ès sciences, 20 *bis*, rue Chaptal, Paris, 9e.
* WUNSCHENDORFF, Ingénr-Administr des Postes et des Télégraphes.
WYROUBOFF, Professeur au Collège de France, 20, rue Lacépède, Paris, 5e.
ZEEMAN, Professeur à l'Université, 158, Stadhouderstrasse, à Amsterdam (Hollande).

Dans cette liste, par suite de décès ou démissions, un certain nombre de membres n'ont payé que 50fr, 100fr ou 150fr.

MM. Blein (Jean), Professeur au Lycée Charlemagne, 7, rue Lacuée, Paris, 12$^e$.

Boll (Marcel), Agrégé es Sciences physiques, 19, rue La Bruyère, Paris, 9$^e$.

Cornu (André), Ingénieur des Manufactures de l'État, 6, place Saint-Sulpice, Paris, 6$^e$.

Drysdale (Charles-Vickery), D$^r$ ès sciences, London, M.I.E.E, Northampton Institute, S$^t$ John Street, London, E. C. (Angleterre).

Dubois (M$^{lle}$ Hélène), Professeur au Lycée de jeunes filles Victor-Hugo, 100, avenue des Ternes, Paris, 17$^e$.

Ferrié (G.), Commandant du Génie, au Dépôt central de la Télégraphie militaire, 51, boulevard Latour-Maubourg, Paris, 7$^e$,

Gates (M$^{lle}$ Fanny-Cook), Associate Professor of Physics the Woman's College, à Baltimore Md (États-Unis).

Ginsberg (Alexandre), Collaborateur scientifique de la maison Krauss.

Judic (Georges), Ingénieur électricien, 26, rue de Tourlaque, Paris, 18$^e$.

Koupriànoff, Maître de Conférences au Laboratoire de Physique, Académie d'Artillerie Michel, à Saint-Pétersbourg (Russie).

Marie (D$^r$ Ch.), Chef de Travaux pratiques de Chimie, Physique et d'Électrochimie à la Faculté des Sciences, Institut de Chimie appliquée, 98, rue du Cherche-Midi, Paris, 6$^e$.

Néculcea (Eugène), D$^r$ ès sciences (Sorbonne), Directeur général des Douanes, Ministère des Finances, à Bucarest (Roumanie).

Niewenglowski (D$^r$ G.-H.), Professeur au Lycée Carnot, Le Kram (Tunisie).

Pozzi-Escot (E.), Professor, Ingeniero-Quimico, Ministerio de Fomento, Lima, Pérou (Amérique du Sud).

Richard (Pierre-Joseph), Lieutenant du Génie, démissionnaire, Actuaire de la *Prévoyance*, 9, rue Hégésippe-Moreau, Paris, 18$^e$.

Romann (René-Armand), Préparateur d'Électrochimie, Licencié ès sciences physiques (Institut Chimique), 1, rue Grandville, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

Saïd (Dj. Mehmeh), Ingénieur, Attaché technique à l'ambassade de Turquie, Paris, 14$^e$.

Szarvady, Ingénieur des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Centrale, 4, rue Théodule-Ribot, Paris.

Tourriol (Jean), Profeseur au Lycée, 19, boulevard Gambetta, à Grenoble (Isère).

Turpain (Albert), Professeur à la Faculté ès sciences, 95, rue de la Tranchée, à Poitiers (Vienne).

# LISTE DES MEMBRES DE LA SOCIÉTÉ.

MM.

**ABRAHAM** (**Henri**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

**ADAM** (**Étienne**), Professeur au Lycée Voltaire, 23, rue Humboldt, Paris, 14e.

**ADAM** (**Jules-Théophile**), Professeur au Collège, 12, rue de Rome, à Calais (Pas-de-Calais).

**ADAMS** (**Edwin-P.**), Ph. Dr, Professor of Physics Princeton University, Princeton, N. Y. (États-Unis).

**AERTZ**, Ingénieur, 137, rue Saint-Dizier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**AGUINO** (**Luigi d'**), Dr en Physique, via Duomo, 64, à Naple (Italie).

**ALBERTOTTI** (**Guiseppe**), Direttore della Clinica oculistica nella R. Universita di Padova (Italie).

**ALBO** (**Mme Lucie**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 2, rue Saint-Bernard, à Toulouse (Haute-Garonne).

**ALIAMET**, Inspecteur, Chef du Laboratoire électrochimique au Chemin de fer du Nord, 46, rue de la Concorde, à Asnières (Seine).

**ALLAIRE** (**Dr G.**), Chef des travaux de Physique à l'École de Médecine et de Pharmacie, Chef du Service d'électrothérapie et de radiographie de l'Hôtel-Dieu, 5, rue Santeuil, à Nantes (Loire-Inférieure).

**ALLARD** (**Félix**), Docteur en Médecine, 23, rue Blanche, Paris, 9e.

**AMADUZZI** (**Lavoro**), Professeur à l'Institut de Physique de l'Université de Bologne (Italie).

**AMAGAT** (**E.-H.**), Membre de l'Institut, Examinateur d'admission à l'École Polytechnique, à Saint-Satur (Cher).

**AMAR** (**Jules**), Docteur ès sciences, Préparateur de Physique à la Faculté de Médecine, 62, boulevard Saint-Germain, Paris. 5e.

**AMES** (**Joseph-S.**), Professor of Physics, Director of the Physical Laboratory, John Hopkins University, Baltimore, Maryland (États-Unis).

**AMIEUX** (**Mlle Anne-Léontine-Nicolas**), Professeur de Sciences aux Lycées Lamartine et Victor-Hugo, 16, rue d'Angoulême, Paris, 11e.

**ANASTASSIADÈS** (**An.**), Docteur, Professeur de Mathématiques à l'École évangélique, à Smyrne (Turquie).

**ANCEL** (**Louis**), Ingén. des Arts et Manufactures, 13, rue Brochant, Paris, 16e.

**ANDRADE** (**Jules-Frédéric-Charles**), Professeur à la Faculté des Sciences, 3, villas Bisontines, à Besançon (Doubs).

**ANDRAULT** (**Louis-Gustave-Adolphe**), Professeur au Lycée et à l'École des Sciences, 3, rue des Écoles, à Chambéry (Savoie).

**ANDRÉ** (**Ch.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire de Lyon (Rhône).

**ANDREEFF** (**Nicolas**), The Triniskaia (Maison Nicolsky), à Moscou (Russie).

**ANGEBAUD** (**Pierre**), Dr en Médecine, 8, quai Brancas, à Nantes (Loire-Infre).

MM.

**ANGOT (Charles-Alfred)**, Directeur du Bureau central météorologique, Professeur à l'Institut national agronomique, 176, rue de l'Université, Paris, 7e.

**ANTHELME (Frère Edmond)**, Professeur de Sciences, Institution de Passy, à Froyennes (Belgique).

**APOIL**, Censeur de l'École de la Manufacture de Sèvres, 14, rue de Brancas, à Sèvres (Seine-et-Oise).

**APPELL**, Membre de l'Institut, Doyen de la Faculté des Sciences, 17, rue Bonaparte, Paris.

**APPERT (Louis)**, Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur verrier, 50, rue de Londres, Paris, 8e.

**ARGYROPOULOS (Tassos D.)**, Chimiste-Bactériologiste, à Smyrne (Turquie d'Asie).

**ARIÈS (Emmanuel)**, Lieutenant-Colonel du Génie en retraite, 9, boulevard du Roi, à Versailles (Seine-et-Oise).

**ARMAGNAT**, Ingénieur-Conseil, ancien Chef du Bureau des mesures électriques des Ateliers Carpentier, 67, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

**ARMAND (Alexandre)**, Industriel, 118 rue du Coq-Français, à Roubaix (Nord).

**ARMENGAUD** (jeune), Ingénieur-Conseil, 23, boul. de Strasbourg, Paris, 10e.

**ARMET (Henri)**, Capitaine du Génie, 8 *bis*, rue Marceau, à Montpellier (Hérault)

**ARNO (Riccardo)**, Prof. Istitut Technique Supe à Milan (Italie).

**ARNOUX (René)**, Ingénieur civil, 85, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

**AROLES**, Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

**ARSONVAL (Dr d')**, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 12, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**ARTHAUD (Dr)**, Chef des travaux histologiques au Laboratoire de Physiologie générale du Muséum, 40, rue Denfert-Rochereau, Paris, 5e.

**ARTILLERIE (Section technique de l')**, 1, place Saint-Thomas-d'Aquin, Paris, 7e.

**ASSIER DE POMPIGNAN**, Capitaine de frégate, commandant le 1er Dépôt, à Cherbourg (Manche).

**ASSOCIATION GÉNÉRALE DES ÉTUDIANTS DE PARIS (Bibliothèque de l')** (Section des Sciences), rue de la Bucherie, Paris, 5e.

**AUBERT (Auguste)**, Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

**AUBERT (Jules)**, Professeur au Lycée Condorcet, 24, rue Chaptal, Paris, 9e.

**AUBERT (Paul)**, Professeur au Lycée Henri IV, 13, rue Émile Zola, à Nogent-sur-Marne (Seine).

**AUBERT**, Préparateur aux Laboratoires des Recherches physiques à la Faculté des Sciences de Paris.

**AUBRY (Alfred-Joseph)**, Professeur au Lycée de Vesoul (Haute-Saône).

**AUDINOS (Jacques-Marcellin)**, Professeur au Lycée de Tournon (Ardèche).

**AUGÉ**, Docteur en Médecine, 16, boulevard de la Gare, à Narbonne (Aude).

**AUMONT (Emmanuel)**, Ingénieur agronome, Usine de l'Air liquide, 137 *bis*, rue de Paris, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

**AUPAIX (Charles)**, Professeur au Lycée, 8, place Saint-Hilaire, Niort (Deux-Sèvres).

MM.

**AUSTIN** (**L.-W.**), Ph. D., Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

**AUZELLE**, Professeur au Lycée, 26, rue Alexandre-Duval, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**AYET** (**l'abbé**), Profr de Mathématiques à l'École Fénelon, à Bar-le-Duc (Meuse).

**AZEREDO** (**Francisco de Paula d'**), Professeur de Physique à l'Academie Polytechnique, Rua do Sol, 29, à Porto (Portugal).

**BABINSKI** (**Henri**), Ingénieur civil des Mines, 170 *bis*, boulevard Haussmann, Paris, 8e.

**BACCEI** (**Pietro**), Professeur de Physique, R. Istituto tecnico di Bari (Italie).

**BACHELIER** (**Gustave**), Professeur au Lycée, 3, rue Sonnini, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**BACHELIER** (**Victor-François-Charles**), Ingénieur, villa Olga, rue de la Faïencerie, à Bourg-la-Reine (Seine).

**BACON** (**Arthur-A.**), Professor of Physics, Hobart College, 488, Main Street, Geneva, N. Y. (États-Unis).

**BADONNEL** (**Marie-Gabriel-Victor**), Professeur au Lycée, 2, square Castan, à Besançon (Doubs).

**BAECHLIN** (**Paul**), Chimiste, Licencié ès sciences physiques, 9, rue de la Comète, Paris, 9e.

**BAEYER** (**Otto von**), Dr Privat-docent a. d. Universität Berlin, assistant au Physikalischen Institut der Universitat, Riebstap Ufer 7/8, Berlin (Allemagne).

**BAILLARD DU LYS** (**Raoul de**), Professeur à l'École Normale d'Instituteurs, à Vannes (Morbihan).

**BAILLAUD** (**B.**), Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Paris.

**BAILLAUD** (**Jules**), Astronome adjoint à l'Observatoire, 148, boulevard Montparnasse, Paris, 14e.

**BAILLE** (**J.-B.**), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles, 26, rue Oberkampf, Paris, 11e.

**BAILLY** (**Armand**), Ingénieur, 90, rue de la Vieille-Église, à Tilleur (Belgique).

**BANDERET** (**Edmond**), Profr de Physique, Holbeinstrasse. 21, à Bâle (Suisse).

**BARBASTE** (**Antoine**), Licencié ès sciences physiques, à Antrain-sur-Couesnon (Ille-et-Vilaine).

**BARBÉ** (**Dr**), 54, rue Cazault, à Alençon (Orne).

**BARBILLION** (**Louis**), Professeur de Physique industrielle à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Institut électrotechnique, 9, rue Villars, à Grenoble (Isère).

**BARDELONI** (**César**), Ingénieur, Capitaine du Génie, Directeur du Service radiotélégraphique de l'Armée italienne, à Rome (Italie).

**BARDY** (**Charles**), Directeur honoraire du Service scientifique des Contributions indirectes, 30, rue de Miromesnil, Paris, 8e.

**BARJON** (**François**), Médecin des Hôpitaux de Lyon, 81, rue de la République, à Lyon (Rhône).

**BARNES** (**Howard-Turner**), Doctor of science, Macdonald Professor of Physics, Mc Gill University, Montreal (Canada).

MM.

**BARRÉ** (**Eugène**), Capitaine du Génie, détaché à l'État-Major particulier de l'Armée, 8, quai de la République, à Verdun (Meuse).

**BARRÉE** (**Maurice**), Professeur au Lycée du Havre (Seine-Inférieure).

**BARRET** (**G.**), Docteur en Médecine, Chef du Service de Radiologie et d'Électrothérapie du dispensaire Furtado-Heine, 97, boul. Malesherbes, Paris, 8e.

**BARROIS** (**Paul-Louis**), Dr en Médecine, 33, rue Victor-Clappier, à Toulon (Var).

**BARTH** (**Johann-Ambrosius**), Libraire, Dorrienstrasse, 16, à Leipzig (Allemagne).

**BARUS** (**Carl**), Professeur de Physique, Brown University, Providence, R. I. (États-Unis).

**BARY** (**Paul**), Ingénieur-Conseil, 15, rue de l'Entrepôt, Paris, 10e.

**BASSAC**, Professeur au Lycée de Marseille (Bouches-du-Rhône).

**BASSÉE** (**Jules-Charles**), Constructeur d'instruments de Physique, 4, avenue de la Dame-Blanche, à Fontenay-sous-Bois (Seine).

**BASSET** (**Alphonse**), Professeur au Lycée de Bourges (Cher).

**BASSOT** (le Général), Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire de Nice (Alpes-Maritimes).

**BATTELLI**, Professeur à l'Université de Pise (Italie).

**BAUDEUF-BAYARD** (Mme **Henriette**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 97, rue Bègles, à Bordeaux (Gironde).

**BAUER** (**Edmond**), 9, avenue d'Eylau, Paris, 16e.

**BAUGH** (**Agar-J.-H.**), Fabricant, 92, Hatton Garden, Londres, E. C. (Angleterre).

**BAUME-PLUVINEL** (Comte **Aymar de la**), 7, rue de la Baume, Paris, 7e.

**BAUME** (**Georges**), Dr ès sciences, Privat-docent à l'Université, 44, quai des Eaux-Vives, à Genève (Suisse).

**BAUMGART** (**Ch.**), Agrégé de l'Université, rue Zawodskaya, 8, Log. 2, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**BAYEUX** (**Raoul**), Dr en Médecine, 25, avenue Kléber, Paris, 16e.

**BEATTIE** (**John-Carruthers**), D. Sc., F. R. S. C., A. I. M. E. E., Professor of Physics, South African College, Capetown (Possessions anglaises).

**BEAULARD** (**Fernand**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, Université de Montpellier, 41, boulevard des Arceaux, à Montpellier (Hérault).

**BECKER**, Préparateur au Collège Rollin, avenue Trudaine, Paris, 9e.

**BECLÈRE** (Dr **Antoine**), Membre de l'Académie de Médecine, Médecin de l'Hôpital Saint-Antoine, 122, rue La Boëtie, Paris, 8e.

**BECQUEREL** (**Jean**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur au Muséum d'Histoire naturelle, 15, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

**BÉDART**, Professeur agrégé de Physiologie à la Faculté de Médecine, 15, rue Masséna, à Lille (Nord).

**BÉDOREZ**, Inspecteur d'Académie, Directeur de l'Enseignement primaire du département de la Seine, 21, quai de Montebello, Paris.

**BÉGHIN** (**Auguste**), Professeur à l'École nationale des Arts industriels, Directr du Laboratoire municipal, 30, rue Saint-Antoine, à Roubaix (Nord).

**BÉGHIN** (**H.**), Professeur d'Analyse et de Mathématiques à l'École navale, 125, rue de Paris, à Brest (Finistère).

MM.

**BÉGIN** (l'abbé **Pierre-Achille**), Professeur au Séminaire Saint-Charles-Borromée, à Sherbrooke (Canada).

**BEL** (**Edgar**), Professeur au Lycée d'Oran (Algérie).

**BÉLIN** (**Édouard**), 3, boulevard Suchet, Paris, 16ᵉ.

**BELL** (**Alexander-Graham**), 1331, Connecticut Ave., Washington, D. C. (États-Unis).

**BELLATI** (**Manfredo**), Professeur de Physique technique à l'École des Ingénieurs, à l'Université de Padoue (Italie).

**BELLIENI**, Opticien-constructeur, 17, rue Carnot, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**BELOT** (Dʳ), 36, rue de Bellechasse, Paris, 7ᵉ.

**BÉNARD** (**Henri**), Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

**BENNDORF** (Dʳ **Hans**), Professeur à l'Université, Institut de Physique, à Gratz (Autriche).

**BENOIST** (**Louis**), Professeur au Lycée Henri IV, 26, rue des Écoles, Paris, 5ᵉ.

**BENOIT** (Dʳ **René**), Correspondant de l'Institut, Directeur du Bureau international des Poids et Mesures, au pavillon de Breteuil, Sèvres (Seine-et-Oise).

**BERGER** (**Dʳ Émile**), Membre correspondant des Académies royales de Médecine de Belgique et de Madrid, 3, rue Anatole-de-la-Forge, Paris, 17ᵉ.

**BERGON**, Directeur honoraire au Ministère des Postes et Télégraphes, 9, rue de Condé, Paris, 6ᵉ.

**BERGONIÉ** (**Dʳ**), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine, 6 *bis*, rue du Temple, à Bordeaux (Gironde).

**BERLANDE** (**André**), Professeur de Physique à l'École Normale d'Aurillac (Cantal).

**BERLEMONT**, Constructeur d'instruments de précision, 11, rue Cujas, Paris, 5ᵉ.

**BERNARD** (**Adrien**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 22 *ter*, avenue Jacqueminod, à Meudon (Seine-et-Oise).

**BERNARD** (**Alfred**), Professeur en retraite, 16, rue Héliot, à Toulouse (Haute-Garonne).

**BERNARD** (**Georges-Alfred**), Professeur au Collège, 29, rue de Lorraine, à Beaune (Côte d'Or).

**BERNARD** (**Louis**), Profʳ au Lycée, 70, rue Bellébat, à Orléans (Loiret).

**BERNARD**, Professeur au Lycée d'Alais (Gard).

**BERNOULLI** (**Auguste-Léonard**), Privat docent à l'Université, 24, Weberstrasse, à Bonn (Allemagne).

**BERNOULLI** (Dʳ **Rud.**), Bachmerstrasse, 237, à Cologne-Lindenthal (Allemagne).

**BERSON**, Professeur au Lycée Condorcet, 5, place de Jussieu, Paris, 5ᵉ.

**BERTHELOT** (**Daniel**), Docteur ès sciences, Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 168, boulevard Saint-Germain, Paris, 6ᵉ.

**BERTHET**, Ingénieur en chef de la Marine, à bord de la *Patrie*.

**BERTHON** (**Louis-Alfred**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Administrateur de la Société industrielle des Téléphones, 51, rue de la Chaussée-d'Antin, Paris, 9ᵉ.

MM.

**BERTIN** (**L.-Émile**), Membre de l'Institut, Directeur du Génie maritime, du cadre de réserve, 8, rue Garancière, Paris, 6e.

**BERTIN**, Directeur de la Cie du Gaz Européen, rue des Sergents, à Amiens, (Somme).

**BERTIN-SANS** (Dr **Henri**), Professeur à la Faculté de Médecine, 3, rue de la Merci, à Montpellier (Hérault).

**BERTINET** (**André-Joseph-Émile**), Professeur au Lycée Buffon, 2, rue Michelet, à Issy-les-Moulineaux (Seine).

**BERTOUX**, Professeur au Lycée de Lille (Nord).

**BESOMBES** (**Noël**), Directeur des Postes et des Télégraphes, 33, boulevard National, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**BESSON** (**Charles-Ernest-Augustin**), Profr au Collège de Saint-Dié (Vosges).

**BESSON** (**Louis**), Sous-Chef à l'Observatoire de Montsouris, 38, avenue de Châtillon, Paris, 14e.

**BESSON** (**P.-J.-A.**), Ingénr des Arts et Manufactures, Administrateur-délégué de la Société centrale de Produits chimiques, 44, rue des Écoles, Paris,

**BÉTHENCOURT**, Professeur au Lycée d'Alençon (Orne).

**BETHOUX** (**Victor**), Profr au Lycée, 33, boul. Saint-André, à Beauvais (Oise).

**BEYER** (**Anatol Apollonowitch**), Professeur de Physique à l'École d'Artillerie Konstantinowskoë, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**BIAIS** (Dr), Professeur à l'École de Médecine de Limoges (Haute-Vienne).

**BIALOBJESKI** (**Tcheslas**), Privat-docent, au Laboratoire de Physique de l'Université de Kieff (Russie).

**BIBLIOTHÈQUE DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES MINES.**

**BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ DE BESANÇON.**

**BIBLIOTHÈQUE DES FACULTÉS DE CAEN.**

**BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE.**

**BIBLIOTHÈQUE UNIVERSITAIRE DE LILLE.**

**BIBLIOTHÈQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.**

**BIBLIOTHÈQUE ROYALE DE BERLIN.**

**BIBLIOTHEK DER KAISERLICHEN SAINT-WLADIMIR.** Universität, à Kieff (Russie).

**BIBLIOTHÈQUE DE L'UNIVERSITÉ DE GAND**, 1, Fossé d'Othon, à Gand (Belgique).

**BIBLIOTHÈQUE PUBLIQUE DE TUNIS**, 20, Souk El Attarine, à Tunis (Tunisie).

**BIDLOT** (**Émile-M.-E.**), Ingénieur de la Compagnie belge pour la fabrication des compteurs et matériel à gaz, eau, électricité, 129, rue des Palais, à Bruxelles (Belgique).

**BIED** (**Jules**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Directeur du Laboratoire de la Société J. et A. Pavin de Lafarge, Le Teil Ardèche).

**BIERNACKI**, Professeur de Physique à l'École Polytechnique, Institut de Physique de l'École Polytechnique de Varsovie (Russie).

**BIGET** (**Albert**), Perceptr des Contributions directes, à Bologne (Haute-Marne).

**BILARD** (**André**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur diplômé de l'École supérieure d'Électricité, 12, boulevard de Courcelles, Paris, 17e.

MM.

**BILLARD** (**Manuel-Jacques-Camille**), Professeur au Lycée Charlemagne, 22, rue de la Clef, Paris, 5ᵉ.

**BILLON-DAGUERRE** (**Armand-Louis**), Ingénieur civil, 8, rue de Normandie, à Asnières (Seine).

**BING**, Docteur en Médecine, 15, rue Pajou prolongée, Paris, 16ᵉ.

**BIQUARD** (**Robert**), Chef de la Section de Physique au Laboratoire d'Essais du Conservatoire des Arts et Métiers, 5, rue des Messageries, Paris, 10ᵉ.

**BIRAUD** (Dʳ **Francis**), Ancien médecin-major de l'Armée, 1, rue Lebasele, à Poitiers (Vienne).

**BIRHANS** (**Nicolas-Flavien**), Préparateur au Lycée Henri-IV, 32, avenue des Charmes, à Vincennes (Seine).

**BIRKELAND** (**Kristian**), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

**BJERKNES** (**Vilhelm**), Professeur à l'Université de Christiania (Norvège).

**BLAEVOET** (l'abbé **Henri**), Professeur à l'Institution Notre-Dame-des-Victoires, rue Notre-Dame-des-Victoires, à Roubaix (Nord).

**BLANC** (**Auguste**), chargé de Cours à la Faculté des Sciences de Caen (Calvados).

**BLANC** (**Gian Alberto**), Docteur ès sciences, Institut de Physique, via Panisperna, à Rome (Italie).

**BLANCHET** (**Arthur**), Ingénieur, 10, rue Valentin-Haüy, Paris, 7ᵉ.

**BLAREZ** (le Dʳ), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 3, rue Gouvion, à Bordeaux (Gironde).

**BLASERNA** (**P.**), Sénateur, Professeur à l'Université, R. Istituto fisico, via Panisperna, à Rome (Italie).

**BLEIN** (**Jean**), Professeur au Lycée Charlemagne, 7, rue Lacuée, Paris, 12ᵉ.

**BLET** (**Paul**), Licencié en Sciences, Préparateur à la Faculté des Sciences, impasse de la Visitation, à Poitiers (Vienne).

**BLOCH** (**Salvador**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6ᵉ.

**BLOCH** (**Eugène**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 11, rue Rataud, Paris, 5ᵉ.

**BLOCH** (**Moïse**), Profʳ au Lycée, 9, rue des Tuileries, à Saint-Étienne (Loire).

**BLONAY** (**Roger de**), 23, rue de La Rochefoucauld, Paris, 9ᵉ.

**BLONDEL**, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 41, avenue de La Bourdonnais, Paris, 7ᵉ.

**BLONDIN** (**Joseph**), Professeur au Collège Rollin, Directeur technique au journal *La Revue Électrique*, 171, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9ᵉ.

**BLONDLOT** (**R.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 8, quai Claude-le-Lorrain, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**BOBERIL** (le Comte **Roger du**), 110, rue d'Antibes, à Cannes (Alpes-Maritimes).

**BOBYLEFF**, Profʳ de Mécanique à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

**BOCAT** (l'abbé), Licencié ès sciences physiques, Professeur au Collège Saint-François-de-Sales, rue Vannerie, à Dijon (Côte-d'Or).

**BODIN** (**Maxime-Raymond**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 2, place de l'Estran, à Calais (Pas-de-Calais).

MM.

**BODOLA de ZAGON** (**Louis de**), Professeur de Géodésie à l'École Polytechnique, VIII Horanszky utca 9, Budapest (Hongrie).

**BOILLAT-JAPY** (**Édouard**), Métallurgiste, à Recanvilier (Jura bernois) (Suisse).

**BOIS** (Dr **E.-H. du**), Professeur à l'Université, Herwartstrasse, 21, à Berlin N. W. (Allemagne).

**BOISARD** (**Louis**), Profr au Lycée Carnot, 129, avenue de Wagram, Paris, 17e.

**BOITEL** (**Louis-Albert**), Professeur au Lycée Lakanal, 4, rue Houdan, à Sceaux (Seine).

**BOIZARD** (**Gaston**), Professeur au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

**BOLL** (**Marcel**), Agrégé des Sciences physiques, 19, rue La Bruyère, Paris, 9e.

**BONACINI** (Dr **Carlo**), Professeur de Physique au « R. Liceo Muratori », à Modène (Italie).

**BONAPARTE** (Prince **Roland**), Membre de l'Institut, 10, av. d'Iéna, Paris, 16e.

**BONDAT** (**Joseph**), Professeur à l'École de Sorèze (Ain).

**BONGIOVANNI** (**Joseph**), Professeur de Physique à l'Université Ferrare (Italie).

**BONNEROT** (**Sébastien**), Chef des Laboratoires d'Essais, Forges de Saint-Jacques, Cie Chatillon-Commentry et Neuves-Maisons, place Jean-Dormoy, à Montluçon (Allier).

**BORDAS** (Dr **Frédéric**), Professeur suppléant au Collège de France, 58, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

**BORDÉ** (**Paul**), Ingénieur opticien, 99, boulevard Haussmann, Paris, 9e.

**BORDENAVE** (**L.**), Directeur de l'usine Menier, à Noisiel-sur-Marne (Seine-et-Marne).

**BORDET** (**Lucien**), ancien Élève de l'École Polytechnique, ancien Inspecteur des Finances, Administrateur de la Compagnie des Forges de Châtillon et Commentry, 181, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.

**BORDIER** (Dr **Henri**), Professeur, Agrégé de la Faculté de Médecine, 7, rue Grolée, à Lyon (Rhône).

**BOREL** (**Émile**), Sous-Directeur de l'École Normale supérieure, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

**BORGMANN** (**J.-J**), Professeur à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

**BORIS**, ancien Élève de l'École Polytechnique, 147, avenue Malakoff, Paris, 16e.

**BOSE** (**Jagadis, Chunder**), Presidency College, à Calcutta (Indes anglaises).

**BOSLER** (**Jean**), Aide-Astronome à l'Observatoire de Meudon, Parc des Grimettes, à Meudon (Seine-et-Oise).

**BOTTIN** (**Alphonse**), Professeur au Prytanée militaire, 5, rue Henri IV, à la Flèche (Sarthe).

**BOUASSE** (**Henri**), Professeur à la Faculté des Sciences, rue du Japon, à Toulouse (Haute-Garonne).

**BOUCHARD** (**Ch.-I.**), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté de Médecine, 174, rue de Rivoli, Paris, 1er.

**BOUCHER** (**Anthelme**), Ingénieur à Prilly, canton de Vaud (Suisse).

**BOUCHEROT** (**Paul**), Ingénieur, 64, boulevard Auguste Blanqui, Paris, 13e.

**BOUDIN**, Professeur au Lycée Voltaire, 12, rue Desbordes-Valmore, Paris, 16e.

MM.

**BOUDREAUX** (**Léon**), Propriétaire et Directeur des Ateliers de Galvanoplastie, 8, rue Hautefeuille, Paris, 6e.

**BOUDRET** (**Eugène**), Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 39, rue Vital, Paris, 16e.

**BOUÉ** (Mlle **Marie**), Profr au Lycée Lamartine, 17, rue Christiani, Paris, 18e.

**BOULANGER** (**Julien**), Colonel du Génie, en retraite, 2 *bis*, rue Gagneraux, à Dijon (Côte-d'Or).

**BOULÉ** (**Auguste**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 7, rue Washington, Paris, 8e.

**BOULGAKOFF**, Privat-docent à l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

**BOULLAY**, Professeur au Lycée de Bordeaux (Gironde).

**BOULOUCH** (**R.**), Professeur au Lycée de Bordeaux (Gironde).

**BOURGAREL** (**Paul**), Profr au Lycée Carnot, 145, boul. Malesherbes, Paris, 17e.

**BOURGEOIS** (**Léon**), Docteur ès sciences, Répétiteur à l'École Polytechnique, 1, boulevard Henri-IV, Paris, 4e.

**BOURGEOIS** (**Robert**), Lieutenant-Colonel, Chef de la Section de Géodésie au Service géographique de l'Armée, 140, rue de Grenelle, Paris, 7e.

**BOURGET** (**Henry**), Directeur de l'Observatoire de Marseille (Bouches-du-Rhône).

**BOURLET** (**Carlo**), Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 56, rue Raynouard, Paris, 16e.

**BOUTARIC** (**A.**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 15, rue Boyer, à Montpellier (Hérault).

**BOUTARIC** (**Jean**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 14, avenue Émile, à Montmorency (Seine-et-Oise).

**BOUTY** (**E.**), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 5, rue du Faubourg-Saint-Jacques, Paris, 14e.

**BOYER** (**Maurice-Gaston**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 33, rue Félix-Faure, Le Havre (Seine-Inférieure).

**BRACQUEMOND** (**Pierre**), 1, rue Louis-David, Paris, 16e.

**BRANLY** (Dr **E.**), Membre de l'Institut, Professeur à l'École libre des Hautes Études scientifiques et littéraires, 21, avenue de Tourville, Paris, 7e.

**BRAZIER** (**Charles-Émile**), Météorologiste adjoint au Bureau central météorologique, 176, rue de l'Université, Paris, 7e.

**BRÉGUET** (**Louis**), 31, rue Morel, à Douai (Nord).

**BREWER** (**William-J.**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 76, boulevard Saint-Germain, Paris, 5e.

**BRIEU** (Mme), à Saint-Céré (Lot).

**BRIDGMANN** (**Precy-William**), Instructor in Physics at Harward University, Jefferson Physical Laboratory, Cambridge, Mass. (États-Unis).

**BRILLOUIN** (**Marcel**), Professeur au Collège de France, 31, boulevard de Port-Royal, Paris, 13e.

**BRINER** (**Émile**), Docteur ès sciences, Privat-docent à l'Université, 11, quai des Bergues, à Genève (Suisse).

**BRISAC**, Ingénieur de l'éclairage à la Compagnie parisienne du Gaz, 58, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

MM.

-**BRISSET** (**Louis-Daniel-Adrien**), ancien Élève de l'École Normale supérieure, Agrégé des Sciences physiques, Professeur honoraire, à Lamastre (Ardèche).

**BROCA** (Dr **André**), Répétiteur à l'École Polytechnique, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

**BROCH**, Professeur, 5, rue Ambroise-Thomas, à Brest (Finistère).

**BROCQ** (**F.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 21, boul. Beauséjour, Paris.

**BRODMANN** (Dr), Ober. Bibliothekar der Technische Hochschule Fridericiana, à Karlsruhe (Allemagne).

**BROGLIE** (**M. de**), Enseigne de vaisseau, 29, rue Chateaubriand, Paris, 8e.

**BRONIEWSKI** (**Witold**), Ingénieur électricien, 207, boul. Raspail, Paris, 14e.

.**BRONISLAWSKI** (**Boleslas**), Dr ès sciences physiques et mathématiques, 11 *bis*, rue Alfred-de-Vigny, Paris, 8e.

**BROUQUIER** (**L.**), Profr, 28, rue Caraman, à Toulouse (Haute-Garonne).

**BROWNE** (**H.-V.**), Directeur de la Compagnie Direct Spanish Telegraph, à L'Isoard-Sainte-Marguerite, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

·**BRUÈRE** (**André de la**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 76, rue de la Bastille, à Nantes (Loire-Inférieure).

**BRUNET** (**Maurice**), Professeur au Lycée de Nice (Alpes maritimes).

**BRUNET-MAUQUAT**, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences, Institut de Physique, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**BRUNSWICK** (**Ernest**), Ingénieur en chef à la maison Bréguet, 1, rue Alphonse-Daudet, Paris, 14e.

**BRYLINSKI** (**Émile**), Sous-Directeur du *Triphasé*, 5, avenue Teissonnière, à Asnières (Seine).

**BUCHERER** (**Alfred**), Dr. Phil. Privat-docent de Physique à l'Université, 61, Königstrasse, à Bonn (Allemagne).

**BUDDE** (Dr **E.**), Professeur, Berlinerstrasse, 54, à Charlottenburg (Allemagne).

**BUGNION** (**Alexandre**), Diplômé ès Sciences physiques et mathématiques de l'École Polytechnique de Zurich, à la Chaux de Fonds (Suisse), et 126, rue du Cherche-Midi (Hôtel Parnasse), Paris 6e.

**BUGUET** (**Abel**), Professeur au Lycée, à l'École des Sciences et à l'École de Médecine, 14, rue des Carmes, à Rouen (Seine-Inférieure).

**BUISSON** (**Henri**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

**BURGESS** (**George-Kimhall**), D. Sc. Paris, Associate Physicist Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

**BURROWS** (**Ch.-W.**), Ph. D. Assistant Physicist Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**BURTON** (**E.-J.**), Demonstrator of Physik University of Toronto (Canada).

**BUSILA** (**Constantin-D.**), Sous-Directeur de la Société communale de Tramways de Bucarest, Professeur à l'École nationale des Ponts et Chaussées, 36, rue Romania. à Bucarest (Roumanie).

**BUTEL**, Professeur de Physique au Collège, à Cosne (Nièvre).

MM.

**CABRAL** (**Paul-Benjamin**), Ingénieur civil, Professeur d'Électrochimie, Inspecteur général des Télégraphes et des Industries électriques, Directeur des Ateliers du Ministère des Travaux publics de Portugal, R. do Duque de Bragança, 20, à Lisbonne (Portugal).

**CABRERA** (Dr **Felipe-Blas**), Professeur à la Faculté des Sciences, rue Martinez Campos, 1, Madrid (Espagne).

**CADÈMARTORY** (**Léon**), Ingénieur de la Marine, 2, rue Melchior, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**CAILHO**, Ingénieur des Télégraphes, 23, rue de Rémusat, Paris, 16e.

**CAILLETET** (**L.-P.**), Membre de l'Institut, 75, boul. Saint-Michel, Paris, 5e.

**CALLIER** (**André**), 14, boulevard du Parc, à Gand (Belgique).

**CALMELS**, Constructeur, 150, boulevard Montparnasse, Paris, 14e.

**CALMETTE** (**Louis**), Professeur au Prytanée militaire, 7, boulevard d'Alger, à La Flèche (Sarthe).

**CALVO** (**Antonio-Reyes**), Dr es Sciences, Plaza de Herradores 2, Farmacia, Madrid (Espagne).

**CALZECCHI** (**Temistocle**), Dr in Fisica, Professor di Fisica nel R. Liceo Cesare Beccaria, Milano (Italie).

**CAMPBELL-POLLARD** (**Allan-Faraday**), A. M. I. E. E., the Hanway Engineering Works Ltd, 8, Hanway Street, Tottenham Court Road, London (Angleterre).

**CAMBOULAS**, Ingénieur des Arts et Manufactures, à Saint-Geniès-d'Olt (Aveyron).

**CAMICHEL** (**Ch.**), Professeur à la Faculté des Sciences, 11, rue Bayard, à Toulouse (Haute-Garonne).

**CAMPANILE** (**Filippo**), Dr, Professeur à l'École supérieure d'Agriculture, Mondragone, 24, à Portici (Italie).

**CANCE** (**Alexis**), Ingénieur électricien, 5, rue Saint-Vincent-de-Paul, Paris, 10e.

**CANTONE** (**Michele**), Professeur à l'Université de Naples (Italie).

**CAPELLE** (**Édouard**), à Toulouse (Haute-Garonne).

**CARALP** (**Pierre**), Professeur au Lycée, maison Longe, allée de Villote, à Foix (Ariege).

**CARDOSO** (**Ettore-Vitterio**), Chimiste, 3, Grande Rue, à Genève (Suisse).

**CARIMEY**, Profr au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

**CARLIER** (**Joseph**), Ingénieur, attaché au Service électrique des Chemins de fer de l'État belge, 16, rue Destouvelles, à Bruxelles (Belgique).

**CARON** (Mlle), Directrice du Lycée de jeunes filles de Guéret (Creuse).

**CARPENTIER** (**Jules**), Membre de l'Institut, Membre du Bureau des Longitudes, 34, rue du Luxembourg, Paris, 6e.

**CARPENTIER** (**Jean**), 2, rue de Fleurus, Paris, 6e.

**CARRÉ** (**F.**), Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 33, rue Davioud, Paris, 16e.

**CARRIER** (Mlle **Anna**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 13, rue des Glacis, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**CARRIÈRE** (l'abbé **Zéphirin**), Dr ès Sciences physiques, Professeur à l'Institut catholique, 31, rue de la Fonderie, à Toulouse (Haute-Garonne).

MM.

**CARTHEIM-GYLLENSKÖLD (V.)**, Dr ès sciences, Secrétaire de la Commission Royale suédoise pour la mesure d'un arc de méridien au Spitzberg. 4, Villagatan, à Stockholm V. (Suède).

**CARTMEL (William-Bell)**, Instructor in Physics, Jefferson Physical Laboratory Harvard University, Cambridge, Mass. (États-Unis).

**CARVALLO (E.)**, Directeur des Études à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

**CARVALLO (Jacques)**, Agrégé des Sciences physiques, Préparateur à la Faculté des Sciences, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

**CASPARI (E.)**, Ingénieur hydrographe de la Marine, Répétiteur à l'École Polytechnique, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

**CASTAING-ALFARO (Louis)**, Juge en premier ressort au Criminel du département d'Alajuela (Costa-Rica), Membre de la Société de Photographie, 67, calle de Guardia, Alajuela (République de Costa-Rica).

**CASTEX (Edmond)**, Professeur à l'École de Médecine de Rennes, 11, rue Kléber, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**CATHIARD (André-Georges-Marcel)**, Ingénieur E. S. E., 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

**CAUSSE**, Professeur au Collège de Brive (Corrèze).

**CAZES (Laurent)**, Répétiteur général au Lycée Saint-Louis, 44, boulevard Saint-Michel, Paris, 6e.

**CHABAUD (Victor)**, 28, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

**CHABERT (Léon)**, Ingénieur électricien, 38, rue Juliette-Lamber, Paris, 16e.

**CHABRIÉ (Camille)**, Dr ès sciences, Sous-Dirr du Laboratoire d'enseignement pratique de Chimie appliquée, 83, rue Denfert-Rochereau, Paris, 14e.

**CHABRIER**, Professeur au Lycée de Bordeaux (Gironde).

**CHAIR**, Professeur au Lycée Charlemagne, 6, boulevard Henri IV, Paris, 4e.

**CHAIRY**, Profr au Lycée Janson-de-Sailly, 60, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

**CHANCEL (Félix)**, Ingénieur des Arts et Manufactures, 34, rue Saint-Jacques, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**CHANOZ (Dr)**, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine de Lyon (Rhône).

**CHAPEAU**, Professeur au Lycée, 7, rue Haldot, à Caen (Calvados).

**CHAPOCHNIKOFF (A.)**, Assistant au Laboratoire de Physique du Polytechnicum, Les noj. Sonowska, Institut de Physique, à St-Pétersbourg (Russie).

**CHAPPUIS (James)**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 21, rue Jacob, Paris, 6e.

**CHAPPUIS (Pierre)**, Sevogelstrasse, 34, à Bâle (Suisse).

**CHARDONNET (le comte de)**, ancien Élève de l'École Polytechnique, 22, rue de l'Arcade, Paris, 8e.

**CHARLE (Henri)**, Professeur au Lycée, 6, rue de l'Entrepôt, à Belfort (Territoire de Belfort).

**CHARLES (Lucien)**, Professeur au Lycée de Gap (Hautes-Alpes).

**CHARPENTIER (Dr A.)**, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue des Quatre-Églises, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MM.

**CHARPY** (**G.**), Docteur ès sciences, Directeur des Forges de Saint-Jacques, 27, avenue de la Gare, Montluçon (Allier).

**CHARRON** (**Fernand**), Licencié ès Sciences, chargé de cours à la Faculté catholique, 11, rue Daillière, à Angers (Maine-et-Loire).

**CHASSAGNY** (**Michel**), Inspecteur général de l'Instruction publique 16, rue Gustave-Zédé, Paris, 16e.

**CHASSY**, Profr à la Faculté libre des Sciences, 25, rue du Plat, à Lyon (Rhône).

**CHATEAU** (**C.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Constructeur d'instruments de précision, 7, rue Talma, Paris, 16e.

**CHATELAIN** (**Michel de**), Professeur de Physique à l'École supérieure des Mines, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**CHAUMAT** (**Henri**), Sous-Directeur de l'École supérieure d'Électricité, 26, rue Ernest-Renan, Paris, 15e.

**CHAUSSEGROS**, Ingénieur, Chef de traction au Chemin de fer, 3, place Jussieu, Paris, 5e.

**CHAUVEAU**, Membre de l'Institut, 4, rue du Cloître-Notre-Dame, Paris.

**CHAUVEAU**, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Météorologiste adjoint au Bureau central, 51, rue de Lille, Paris, 7e.

**CHAUVIN** (**Raphaël**), Ingénieur électricien, 186, rue Championnet, Paris, 18e.

**CHAVANNE** (**George-Charles**), Chargé de Cours à l'Université libre, 167, rue Berkendael, à Bruxelles (Belgique).

**CHAVANON** (**Antoine**), Ingénieur, 36, chemin des Platanes, Lyon-Monplaisir (Rhône).

**CHAVES** (**Antonio Ribeiro**), 116, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

**CHÉNEVEAU** (**C.**), Dr ès sciences, Chef de Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 229, rue du Faubourg-Saint-Honoré, Paris, 8e.

**CHENEVIÈRE** (**Eugène**), Industriel, à Montéliard (Doubs).

**CHEVALLIER** (**Henry**), Docteur ès sciences, Sous-Directeur du Laboratoire d'Électricité industrielle, 8, rue Villedieu, à Bordeaux (Gironde).

**CHEVASSUS**, Professeur au Lycée, 11, rue Delille, à la Roche-sur-Yon (Vendée).

**CHIPART**, Ingénr des Mines, 3, rue de la Charité, à Saint-Étienne (Loire).

**CHISTONI** (**Ciro**), Directeur de l'Institut de Physique terrestre, Professeur à l'Université Largo S. Marcellino, 10, à Naples (Italie).

**CHOMAT** (**l'abbé Pierre**), Licencié ès sciences, Directeur de l'Externat de la Trinité, 17, rue Blanche, Paris, 9e.

**CHRÉTIEN** (**E.**), Profr au Lycée, 6, rue Jules-Simon, à St-Brieuc (Côtes-du-Nord).

**CHRÉTIEN**, Astronome à l'Observatoire de Nice (Alpes-Maritimes).

**CHUITON** (Dr), 2, rue de la Mairie, à Brest (Finistère).

**CHWOLSON** (**Oreste**), Professeur à l'Université Impériale, Wassili Ostrow, 8 ligne, Maison n° 19, Log. n° 5, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**CIECHOMSKI** (**Léon**), Préparateur à l'Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

**CIRERA** (**Rév. P.**), ancien Chef du Service magnétique à l'Observatoire de Manille, Directr-Fondatr de l'Observatoire de l'Èbre, à Tortosa (Espagne).

MM.

**CLARK** (**Arthur-L.**), Ph. D$^{r}$, Professor of Physics Queen's University, 217, William St., Kingston, Ontario (Canada).

**CLAUDE** (**Ernesto**), Ingénieur, Gaztambide, 17, à Madrid (Espagne).

**CLAUDE** (**Georges**), Ingénieur, 30, rue Boissière, Paris, 16$^{e}$.

**CLAVEAU**, Professeur au Lycée de Lyon (Rhône).

**CLAVERIE**, Censeur du Lycée Condorcet, 65, rue Caumartin, Paris, 9$^{e}$.

**CLECH** (**Paul**), Professeur au Lycée de Châteauroux (Indre).

**CLÉMENT** (**Louis**), 8, rue de Florence, Paris, 8$^{e}$.

**CLOAREC**, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**CLUZET**, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 282, avenue de Saxe, à Lyon (Rhône).

**COBLENTZ** (**W.**), Assistant Physics, Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**COCHET** (**Léon**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Société d'Eaux et d'Éclairage du Var, à Grimaud (Var).

**COCK** (**Adhémar de**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 83, boulevard du Midi, à Ostende (Belgique).

**COGIT**, Constructeur d'appareils pour les Sciences, 36, boulevard Saint-Michel, Paris, 8$^{e}$.

**COGNET** (**Alfred**), Professeur au Lycée, 56, avenue de Paris, à Niort (Deux-Sèvres).

**COHEN** (**Louis**), Librarian Bureau of Standards Mathematical Physics. Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

**COLARDEAU** (**P.**), Professeur au Lycée de Lille (Nord).

**COLARDEAU** (**Emmanuel**), Professeur au Collège Rollin, 13, rue de Navarin, Paris, 9$^{e}$.

**COLIN** (**Th.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 6, rue Victor-Considérant, Paris, 14$^{e}$.

**COLLANGETTES** (R. P.), Prof$^{r}$ à l'Université St-Joseph, à Beyrouth (Syrie).

**COLLIGNON** (**Benoît**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Professeur de Mathématiques, 74, rue Jean-Jacques-Rousseau, à Dijon (Côte-d'Or).

**COLLOT** (**Armand**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'instruments de précision, 8, boulevard Edgar-Quinet, Paris, 14$^{e}$.

**COLNET D'HUART** (**François de**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Athénée, avenue Reinsheim, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

**COLOMAN DE SZILY**, Akademia utcza, 2, à Budapest (Hongrie).

**COLSON** (**Albert**), Professeur de Chimie à l'École Polytechnique, 47, rue de Vaugirard, Paris, 6$^{e}$.

**COLUMBIA UNIVERSITY LIBRARY**, à New-York (États-Unis).

**COMBET** (**Candide**), Prof$^{r}$ au Lycée de Tunis, quartier Sans-Soucis (Tunisie).

**COMMANAY**, Professeur au Lycée Corneille, à Rouen (Seine-Inférieure).

**COMPAGNIE DES CHEMINS DE FER DU MIDI**, 54, boulevard Haussmann, Paris, 9$^{e}$.

**COMPAGNIE DES SALINS DU MIDI**, 94, rue de la Victoire, Paris, 9$^{e}$.

MM.

**COMPAIN** (l'abbé), Prof^r de sciences à l'École Fénelon, à Bar-le-Duc (Meuse).

**CONSIGLIO** (**Giuseppe**), D^r in Fisica, Professore ordinario nel R. Liceo, à Maglie (Italie).

**CONTI** (**James-Tiburce-Félix**), Ingénieur civil, 8, quai d'Orléans, Paris, 4^e.

**CONTINI** (**Attilio**), Prof^r de Physique, R. Istituto tecnico di Messina (Italie).

**COOKE** (**E.-L.**), Professor of Physics Princeton University, Princeton, New-Jersey (États-Unis).

**COOPER** (**W.-R.**), Honorary Secretary Physical Society of London, Member of Institution Electrical Engineers, Fernside, 113, Tulse Hill, Londres S. W. (Angleterre).

**COPPET** (**de**), villa de Coppet, rue Magnan, à Nice (Alpes-Maritimes).

**CORNAILLE** (**Édouard-Félicien**), Professeur au Collège, 1, rue des Écoles, à Arras (Pas-de-Calais).

**CORNU** (**André**), Ingénieur des Manufactures de l'État, 6, place Saint-Sulpice, Paris, 6^e.

**CORVISY** (**A.**), Professeur au Lycée, 6, rue St-Benoît, à Limoges (Haute-Vienne).

**CORVISY** (**Didier**), Étudiant en Médecine, 6, rue Saint-Benoît, à Limoges (Haute-Vienne).

**COSSERAT** (**Eugène-Maurice-Pierre**), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire de Toulouse (Haute-Garonne).

**COSSERAT** (**François**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 36, avenue de l'Observatoire, Paris, 14^e.

**COSTA** (D^r), Professeur à la Faculté de Médecine, calle Vittoria, 1094, Buenos-Ayres (République Argentine).

**COSTA-LOBO** (D^r **Francisco da**), Professor da Universidade R. dos Coutinhos, Coimbra (Portugal).

**COTTON** (**A.**), Maître de Conférences à l'École Normale supérieure, 52, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14^e.

**COUDERT** (**A.**), Prof^r au Lycée Condorcet, 33 *bis*, rue de Moscou, Paris, 8^e.

**COUDRY** (**Eugène**), Professeur au Lycée, 37, rue Ernest-Renan, à Besançon (Doubs).

**COUETTE** (**Maurice**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique aux Facultés catholiques, 26, rue de la Fontaine, à Angers (Maine-et-Loire).

**COURQUIN** (l'abbé), Professeur à l'École industrielle, 70, rue du Casino, à Tourcoing (Nord).

**COURTOIS** (l'abbé **F.**), Missionnaire, Église S^t-Joseph, à Chang-Haï (Chine).

**COUTURIER** (**Louis-Alexandre**), D^r en Médecine, 26, rue Saint-Michel, à Trouville-sur-Mer (Calvados).

**CRÉMIEU** (**Victor**), Docteur ès sciences, Préparateur à la Faculté des Sciences, aux Ombries, par Le Poujol (Hérault).

**CROMMELIN** (**C.-A.**), D^r ès sciences, Conservateur du Cabinet de Physique de Natuurkundig Laboratorium, à Leyde (Hollande).

**CROSS** (**Charles-Robert**), Professor of Physics, Bogers Laboratory Massachusetts Institute of Technology, Boston, Mass. (États-Unis).

MM.

**CROZE** (**François**), Licencié ès Sciences, attaché à l'Observatoire de Meudon, 11, rue des Feuillantines, Paris, 5ᵉ.

**CUCHE** (**Jules**), Dʳ en Médecine, 8, rue Gambetta, à Meulan (Seine-et-Oise).

**CULMANN** (**Paul**), Docteur ès sciences, Collaborateur scientifique de la maison Zeiss, 6, rue aux Ours, Paris, 3ᵉ.

**CURCHOD** (**A.**), Ingénieur de la Société industrielle des Téléphones, 74, rue Botzaris, Paris, 19ᵉ.

**CURIE** (**Mᵐᵉ SKLODOWSKA**), Professeur de Physique générale à la Faculté des Sciences, 6, rue du Chemin-de-Fer, à Sceaux (Seine).

**DAJEAN** (Mˡˡᵉ **Suzanne**), Agrégée de Mathématiques, Professeur de Sciences au Lycée de jeunes filles, 80, avenue Déols, à Châteauroux (Indre).

**DALOZ** (**Gaston**), Ingénieur-Électricien, avenue des Bruyères, à Courbevoie (Seine).

**DAMBIER**, Professeur au Collège Stanislas, 3, square du Croisic, Paris, 15ᵉ.

**DAMIEN** (**B.-C.**), Doyen de la Faculté des Sciences, 50, rue Gauthier de Chatillon, Lille (Nord).

**DANIEL** (**Jacques**), Ingénieur, Directeur spécial de l'Université, 1, rue de la Prévôté, à Bruxelles (Belgique).

**DANNE** (**Jacques**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5ᵉ.

**DANYSZ**, Préparateur à la Faculté des Sciences, 236, rue de Tolbiac, Paris, 13ᵉ.

**DARMEZIN** (**René**), 9, rue Sébillot, Paris, 7ᵉ.

**DARMON**, Profʳ au Lycée, 20, rue Montebello, à Versailles (Seine-et-Oise).

**DARZENS**, Répétiteur à l'École Polytechnique, 22, avenue Ledru-Rollin, Paris, 12ᵉ.

**DAUZÈRE** (**Jean-Camille**), Professeur au Lycée, 6, rue André-Délieux, à Toulouse (Haute-Garonne).

**DAWSON-TURNER** (Dʳ), Chargé du Service d'Électricité médicale à la Royale Infirmerie, 37, George Square, à Édimbourg (Écosse).

**DAY** (**Arthur-L.**), Ph. Dʳ, Director geophysical Laboratory Carnegie Institution of Washington, 1330 F Street, Washington D. C. (États-Unis).

**DEBIERNE**, Chef de Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 21, quai de la Tournelle, Paris, 5ᵉ.

**DECHEVRENS** (le R. P. **Marc**), S. J., ancien Directeur de l'observatoire Zi-Ka-Wei (Chine), à Saint-Hélier, observatoire Saint-Louis (île Jersey).

**DÉCOMBE** (**Louis**), Dʳ ès sciences, Sous-Directʳ du Laboratoire de Physique (Enseignement) de la Faculté des Sciences, 15, rue Gazan, Paris, 14ᵉ.

**DEDET** (**François**), Profʳ honoraire de Physique, à Albi (Tarn).

**DEFFORGES** (le Général **G.**), commandant la 78ᵉ Brigade, villa Saint-Michel, à Toul (Meurthe-et-Moselle).

**DEFOIX** (Dʳ), 82, rue Vaneau, Paris, 7ᵉ.

**DEJOUANY**, Professeur au Lycée de Bastia (Corse).

**DELAUNAY** (**Nicolas**), Professeur de Mécanique à l'Institut Polytechnique de l'Empereur Alexandre II, à Kief (Russie).

MM.

**DELEBECQUE**, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 36, boulevard des Tranchées, à Genève (Suisse).

**DELEMER (Jules-Jean-Baptiste)**, Docteur ès sciences, Professeur aux Facultés catholiques, 24, rue de Voltaire, à Lille (Nord).

**DELÉTOILLE**, Industriel, 14, rue du Marché-au-Filet, à Arras (Pas-de-Calais).

**DELFINO (Victor)**, Directeur de la *Rivista Popular de enfermedades y remedios* et de l'*Annuario Cientifico è industrial*, rue Laguna, 69-71, à Buenos-Ayres (République Argentine).

**DELFOLIE (Mlle L.)**, Profr au Lycée de jeunes filles de Besançon (Doubs).

**DELPEUCH**, Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur aux Chemins de fer de l'Est, 53, rue de Maubeuge, Paris, 9e.

**DELSOL (Étienne)**, Ingénieur civil, ancien Élève de l'École Polytechnique, 4, rue de Berne, Paris.

**DELVALEZ (G.)**, Profr au Lycée Condorcet, 16, avenue Ledru-Rollin, Paris, 12e.

**DEMERLIAC (R.)**, Professeur à l'École de Médecine, 3 *bis*, rue aux Juifs, à Caen (Calvados).

**DEMICHEL (A.)**, Constructeur d'instruments pour les Sciences, 38, rue de Sévigné, Paris, 4e.

**DENIZOT (Alfred)**, Dr Professeur à l'École Polytechnique, à Lwöw Leopold (Autriche).

**DEPREZ (Marcel)**, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 23, avenue Marigny, à Vincennes (Seine).

**DEROBERT (Johannes)**, Directeur de la Manufacture genevoise de boîtes de montres, 6, rue Candolle, à Genève (Suisse).

**DERO (Louis-Émile-Léonce)**, Ingénieur civil, 101, rue Tourneville, Le Havre (Seine-Inférieure).

**DERVIEUX (Albert)**, Profr au Collège, rue Notre-Dame, à Sézanne (Marne).

**DESCHAMPS (Dr Eugène)**, 22, rue de la Monnaie, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**DESCOLES**, Professeur au Lycée Ampère, à Lyon (Rhône).

**DESCOMBES (Léon)**, Professeur au Lycée de Nice (Alpes-Maritimes).

**DESLANDRES (H.)**, Membre de l'Institut, Directeur de l'Observatoire d'Astronomie physique de Meudon, 39, avenue du Château, à Bellevue (Seine-et-Oise), et 21, rue de Téhéran, Paris.

**DESLIS**, Imprimeur, 6, rue Gambetta, à Tours (Indre-et-Loire).

**DESPLANS (Maurice)**, Professeur au Collège de Carpentras (Vaucluse).

**DESPLATS (René)**, Docteur en Médecine, à Montpellier (Hérault).

**DESQUARTIERS (Adolphe)**, Ingr, 5, avenue Jules Ferry, à Cambrai (Nord).

**DESROZIERS**, Ingénieur civil des Mines, 10, avenue Frochot, Paris, 9e.

**DESSAU (Bernard)**, Professeur de Physique à l'Université de Pérouse (Italie).

**DETAILLE (Charles)**, Professeur au Lycée, 81, rue du Gouédic, à Saint-Brieuc (Côtes-du-Nord).

**DEVAUD**, Profr au Lycée, 68, rue Sénac, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**DEVAUX (Henri)**, Profr adjoint à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

**DEVAUX-CHARBONNEL**, Ingénieur des Télégraphes, 286, boulevard Raspail, Paris, 14e.

MM.

**D'HALLUIN** (**Maurice**), Docteur en Médecine, Chef des Travaux de Physiologie à la Faculté de Médecine, 15, boulevard Bigo-Danel, à Lille (Nord).

**DICKINSON** (**Hobart-C.**), A. M. Assistant Physicist, Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

**DICKSTEIN** (**S.**), rue Marszalkowska, 117, à Varsovie (Russie).

**DIENERT** (**Frédéric**), Dr ès sciences physiques, Chef du Service de surveillacne des Eaux d'alimentation, 8, place de la Mairie, à Saint-Mandé (Seine).

**DINI** (**Urbain**), 90, rue de Paris, à Montmorency (Seine-et-Oise).

**DININ** (**Alfred**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 2, quai National, à Puteaux (Seine).

**DIOMARD**, Professeur au Lycée d'Auch (Gers).

**DIOT**, Professeur au Lycée Condorcet, 19, rue Nollet, Paris, 17e.

**DITISHEIM** (**Paul**), Fabricant de chronomètres, Parc, 9 *bis*, à la Chaux-de-Fonds (Suisse).

**DIXSAUT** (**Léon-Eugène**), Professeur au Lycée, 22, rue Dhavernas, à Amiens (Somme).

**DOIGNON** (**L.**), Ingénieur-Constructeur, successeur de Dumoulin-Froment, 11, rue Hoche, à Malakoff (Seine).

**DOLTER** (**Henri**), Ingénieur, 50, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17e.

**DOMAGE** (**Henry-Louis-Achille**), Ingénieur civil des Mines, Directeur de la Société nouvelle de Charbonnages des Bouches-du-Rhône, 4, rue de la Turbine, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**DOMERGUE** (**E.**), 56, rue Saint-Placide, Paris, 6e.

**DOMMER**, Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, 12, rue Poisson, Paris, 17e.

**DONGIER** (**Raphaël**), Docteur ès sciences, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 99, Grande Rue, à Bourg-la-Reine (Seine).

**DORGEOT** (**Gabriel**), Chef d'escadron, en retraite, à Sézanne (Marne).

**DORLÉAC** (Mlle), Professeur agrégée de Physique au Lycée de Jeunes filles d'Angoulême (Charente).

**DORSEY** (**Noah-Ernest**), Ph. Dr, Assistant Physicist Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**DORSMAN** (**Cornelis**), Dr ès sciences physiques, Laboratoire de Leyde, Loge Woortmeg, 112, Oegstgeest (Hollande).

**DOUMER** (Dr), Professeur à la Faculté de Médecine de Lille (Nord).

**DOURIF** (**Henry**), 38, rue de Varenne, Paris, 7e.

**DRAPIER** (**Paul**), Ingénieur des Mines, assistant à l'Université, 25, rue Véronèse, à Bruxelles (Belgique).

**DRAULT**, Constructeur électricien, 57, boulevard du Montparnasse, Paris, 6e.

**DRECQ** (**Maurice**), Licencié ès Sciences mathématiques, 146, boulevard Magenta, Paris, 10e.

**DREYFUSS** (**E.**), Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**DROUIN** (**Félix**), Ingénieur, 9, rue des Pins, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

**DRYSDALE** (**Charles-Vickery**), Dr ès sciences, London, M. I. E. E., Northampton Institute, St John Street, London, E. C. (Angleterre).

MM.

**DUANE** (**William**), Ph. D. de Berlin, Professeur aux États-Unis chez MM. Morjan Harjer et Cie, 31, boulevard Haussmann, Paris.

**DUBOIS** (Mlle **Hélène**), Professeur au Lycée de jeunes filles Victor-Hugo, 100, avenue des Ternes, Paris, 17e.

**DUBOIS** (**René**), Profr à l'École Turgot, 23, rue des Fossés-St-Jacques, Paris, 5e.

**DUBROCA** (**Marcelin**), Professeur de Physique au Lycée de Dijon (Côte-d'Or).

**DUCESCU** (**Constantin**), Administrateur de 1re classe, Sous-Chef de division aux Chemins de fer roumains, à Buzeu (Roumanie).

**DUCHANGE** (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur à la Cie des Mines de Béthune, 16, rue de la République, à Amiens (Somme).

**DUCHAUSSOY** (**Joseph-Herménégilde**), Professeur au Lycée, 2, rue Cosette, à Amiens (Somme).

**DUCHEMIN**, Ingénieur, 37, boulevard de la Tour-Maubourg, Paris, 7e.

**DUCHESNE-FOURNET**, ancien Élève de l'École Normale supérieure, Klosbach Strasse, 77, à Zurich (Suisse), et 204, rue de Rivoli, Paris.

**DUCLAUX** (**Jacques**), Docteur ès sciences, Préparateur à l'Institut Pasteur, 28, rue Dutot, Paris, 15e.

**DUCOMET**, Ingénieur, 7 et 9, rue d'Abbeville, Paris, 10e.

**DUCRET** (**Pierre**), Ingénieur, 47, rue Alexandre III, à Dunkerque (Nord).

**DUCRETET** (**Fernand**), Constructeur d'instruments de précision pour les Sciences et l'Industrie, 75, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**DUCRO** (**Jules-Amédée-Auguste-Joseph**), Étudiant en Droit, 3, rue de la Caisse-d'Épargne, à Arras (Pas-de-Calais).

**DUDDELL** (**W.**), Ingénieur, 47, Hans Place, Londres S. W. (Angleterre).

**DUFFOUR** (**Alexis**), Professeur agrégé en congé, 47, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

**DUFOUR** (**A.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

**DUFOUR** (**Dr Marcel**), Agrégé de l'Université, ancien Assistant à la Clinique des Quinze-Vingts, 18, rue Saint-Dizier, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**DUGAS** (**Eugène-Georges-Joseph**), Professeur au Lycée, 68, rue Nationale, à Pontivy (Morbihan).

**DUJARDIN** (**P.-J.-R.**), Héliographe, 28, rue Vavin, Paris, 6e.

**DUMOULIN-FROMENT**, ancien Constructeur d'instruments de précision.

**DUNCAN** (**Louis**), Ph. Dr John Hopkins University, Electrical Engineer, Member Math. Soc., 56, Pire S. G., New-York (États-Unis).

**DUNOYER** (**Louis**), Agrégé, Préparateur de Physique au Collège de France, 34, rue de Satory, Versailles (Seine-et-Oise).

**DUPESAN** (Mlle **Elise**), au Lycée de jeunes filles de Rennes (Ille-et-Vilaine).

**DUPESAN** (**Jules**), 15, rue Martenot, Rennes (Ille-et-Vilaine).

**DUPESAN** (Mlle **Madeleine**), Directrice du Lycée de jeunes filles de Rennes (Ille-et-Vilaine).

**DUPEYRAC** (Dr **Gustave**), Chef du Service d'Électrothérapie à l'Hôtel-Dieu, 64, rue Sylvabelle, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**DUPLAND** (Mlle **Clémence**), Professeur à l'École normale d'Institutrices de Privas (Ardèche).

**DUPONT** (**Charles**), Électricien, à Saint-Mihiel (Meuse).

MM.

**DURAND** (Dr **Ernest**), Médecin adjoint à l'Institut municipal d'Électrothérapie de la Salpêtrière, 15, rue des Beaux-Arts, Paris, 6e.

**DURAND**, Professeur au Lycée, rue Esplanade, à Mostaganem (Algérie).

**DURAND** (**E.**), Professeur de Sciences à l'École supérieure du Commerce, 12, rue du Général Dufour, à Genève (Suisse).

**DUSSAUD**, Ingénieur-Conseil, Docteur ès sciences, 14, rue Dancet, à Genève (Suisse), et 19, rue Guillaume-Tell, Paris, 17e.

**DUSSY**, Professeur au Lycée, 46, rue Saint-Lazare, à Dijon (Côte-d'Or).

**DUTOIT** (Dr **Constant**), Docteur ès sciences, Professeur, avenue Dickens, à Lausanne (Suisse).

**DUTOIT** (**Paul**), Professeur à l'Université, 9, Solitude, à Lausanne (Suisse).

**DVORAK** (Dr **Vincent**), Profr à l'Université d'Agram (Autriche-Hongrie).

**DYBOWSKI** (**A.**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 16, rue Rottembourg, Paris, 12e.

**DZIERSZBICKI** (**Joseph**), Ingénieur, Docteur, rue Wilcza 27. Log. 3, à Varsovie (Pologne russe).

**ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE D'ENSEIGNEMENT PRIMAIRE** (**Le Directeur de l'**), à Saint-Cloud (Seine-et-Oise).

**ÉCOLE SAINT-LOUIS** (**Le Directeur de l'**), quai de Londoz, à Liége (Belgique).

**EDELBERG** (**Alexandre**), Ingénieur opticien, à Kharkoff (Russie).

**EGINITIS** (**Basile**), Professeur à l'École des Evelpides, à Athènes (Grèce).

**ÉGOROFF** (**Nicolas**), Sous-Directeur de la Chambre centrale des Poids et Mesures, 19, Zabalkansky, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**ÉGOROFF** (**Serge**), Directeur de l'École commerciale de Tomsk (Russie).

**EIFFEL** (**Gustave**), Ingénieur, 4, rue Rabelais, Paris, 8e.

**EINSTEIN** (**Albert**), Dr ès sciences, Expert physicien du Bureau Fédéral de la Propriété industrielle, Aégertenstrasse, 53, à Berne (Suisse).

**ÉMERY** (**Isidore-Eugène**), Commandant, Chef d'escadron d'Artillerie, 102, rue des Crosses, à Bourges (Cher).

**ENGEL**, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, à Châtillon-sur-Bagneux (Seine).

**EÖTVOS** (Baron **Roland**), Professeur à l'Université, 3, Esterhazy utca, à Budapest (Hongrie).

**ERCOLINI** (**Guido**), Professeur de Physique R. Liceo Garibaldi, à Naples (Italie).

**ESNAULT-PELTERIE** (**Robert**), Licencié ès sciences, 36, rue des Abondances, à Boulogne-sur-Seine (Seine).

**ÉTIENNE** (**Louis**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées et de la Compagnie P.-L.-M., 4, rue Bara, Paris, 6e.

**EVERDINGEN** (**E. van**), Dr ès sciences, Directeur en chef de l'Institut météorologique royal des Pays-Bas, à Bilt (Hollande).

**EWERS** (**Paul**), Dr Phil., Privat-docent, Wilhermstr. 2, à Schwartau, bei Lübeck (Allemagne).

MM.

**FABRY** (**Charles**), Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue Clapier, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**FAILLON** (**Nicolas-Jules**), Professeur au Collège de Châtellerault (Vienne).

**FAILLOT**, Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**FAIVRE-DUPAIGRE** (**Jules**), Inspecteur général de l'Instruction publique, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5ᵉ.

**FARCOT** (**Emmanuel-François-Michel**, fils), Ingénieur-Constructeur, 4, avenue de Soicy, à Saint-Gratien (Seine-et-Oise).

**FARGE** (**Émile**), Professeur au Lycée de Cahors (Lot).

**FARIA** (**O. de**), Ingénieur, 10, avenue Niel, Paris, 17ᵉ.

**FARMAN** (**Maurice**), Observatoire de Chevreuse, à Jagny, par Dampierre (Seine-et-Oise).

**FAUCON** (**Antonin-Marius**), Chef des Travaux pratiques de Physique à l'École supérieure de Pharmacie, 17, boulevard de l'Esplanade, à Montpellier (Hérault).

**FAURE** (**Henri**), Ingénieur de la Marine, à Bizerte (Tunisie).

**FAVÉ**. Ingénieur hydrographe en chef de la Marine, 1, rue de Lille. Paris, 7ᵉ.

**FAVARGER**, Ingénieur électricien, à Neuchâtel (Suisse).

**FÉLIX** (**Venceslas**), Phil. Dʳ, Professeur agrégé à l'École Polytechnique tchèque de Prague, Karlovonaur, 14, à Prague (Autriche).

**FENAERT** (l'abbé **Florent**), Profʳ, 81, rue Denfert-Rochereau, à Lille (Nord).

**FERRA** (**C.-J.**), Directeur de l'Observatoire central de l'Indo-Chine, à Phu-Lien (Tonkin).

**FERRARI** (**Emilio**), Assistant de l'Institut de Physique de l'Université, Corso Umberto I, n° 4, à Modène (Italie).

**FERREIRA DA SILVA**, Professeur à l'École Polytechnique, 41, rua do Lavanjal, à Porto (Portugal).

**FERRIÉ** (**G.**), Commandant du Génie, au Dépôt central de la Télégraphie militaire, 51, boulevard Latour-Maubourg, Paris, 7ᵉ.

**FERRY** (l'abbé **A.**), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Professeur à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**FERRY** (**Ervin-S.**), Perdue University, Lafayette, Indiana (États-Unis).

**FERY** (**Charles**), Professeur à l'École de Physique et de Chimie industrielles de la ville de Paris, 42, rue Lhomond, Paris, 5ᵉ.

**FESQUET**, Professeur au Collège, 18, rue de l'Abreuvoir, à Dunkerque (Nord).

**FIGUIREDO** (**Henrique de**), Professeur de Physique mathématique à l'Université, Le Velha, 32, à Coïmbre (Portugal).

**FISCHER** (**Albert-Louis**), Associate Physics Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**FLORENTIN** (**Gabriel**), Ingénieur aux forges et aciéries da Donetz, à Droujkowka, gouvᵗ d'Ekaterinoslaw (Russie).

**FONSECA BENEVIDES** (**Francisco da**), Directeur de l'Institut industriel et commercial de Lisbonne (Portugal).

**FONTAINE** (**Eugène**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur des Mines, 27, rue Tronchet, Paris, 8ᵉ.

MM.

**FONTAINE** (**Georges**), Chimiste, 18, rue Monsieur-le-Prince, Paris, 6$^{e}$.

**FONTAINES** (**Ernest de**), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Morvillars (Haut-Rhin français).

**FOREST-PALMER** (**Albert de**), Ph. D$^{r}$, Associate Professor of Physics, Brown University, Providence, Rhode Island (États-Unis).

**FORT** (**L.**), Professeur de Mathématiques à l'École navale, 2, rue de la Banque, à Brest (Finistère).

**FORTIN** (**Charles**), 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5$^{e}$.

**FORTIN** (**Jules**), Ingénieur, Directeur de l'Exploitation du gaz, 185, boulevard de Cauderan, à Bordeaux (Gironde).

**FORTRAT** (**René**), 20, Sonnegg strasse, à Zurich (Suisse).

**FOUARD** (**E.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Licencié ès sciences, attaché à l'Institut Pasteur, villa Hersent, 27, rue d'Alleray, Paris, 15$^{e}$.

**FOURNEL**, Professeur à l'École pratique d'Industrie, 12, rue Legendre, à Reims (Marne).

**FOURNIER**, Ingénieur-Constructeur, 107, avenue Parmentier, Paris, 10$^{e}$.

**FOUSSEREAU** D$^{r}$ ès sciences, 50, boulevard de Port-Royal, Paris, 5$^{e}$.

**FOVEAU DE COURMELLES** (le D$^{r}$), 26, rue de Châteaudun, Paris, 9$^{e}$.

**FRANCHIMONT** (**Antoine-Paul-Nicolas**), Professeur de Chimie organique à l'Université de Leide, Rapenburg, 104, à Leide (Pays-Bas).

**FRANCK** (**James**), D$^{r}$ assistent am Physikalischen, Institut der Universität Berlin, Wielandstr., 38, à Charlottenburg (Allemagne).

**FRANCKEN**, Ingénieur principal aux Chemins de fer de l'État belge, 19, quai Fragnée, à Liége (Belgique).

**FRANKLIN-MEYER** (**J.**), Physical Engineer Westinghouse Lamp Company, Bloomfield, New-Jersey (États-Unis).

**FREDET** (**Henri**), Industriel, à Brignoud (Isère).

**FRÉMOND SAINT-CHAFFRAY** (**M$^{me}$ B.**), 54, rue de Seine, Paris, 6$^{e}$.

**FRIC** (**René**), Ingénieur aux Établissements Bergongan, 18, rue d'Aubière, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**FRICKER** (**Georges**), Licencié en droit, 36, avenue de Ceinture, à Enghien (Seine et-Oise).

**FRIDERICH** (**Louis**), D$^{r}$ ès sciences, à Vernier, Genève (Suisse).

**FRITSCH** (**Carl**), D$^{r}$ Ph., Privat-docent an der technischen Hochschule Darmstadt, Soderstrasse, 110, à Darmstadt (Allemagne).

**FROC** (le R. P.), à l'observatoire de Zi-Ka-Weï, près Chang-Haï (Chine).

**FRON**, Météorologiste titulaire au Bureau central météorologique, 19, rue de Sèvres, Paris, 6$^{e}$.

**FRUTIGER** (**Georges**), D$^{r}$ ès sciences, Prof$^{r}$, 4, rue de Hesse, à Genève (Suisse).

**GABRIEL** (**Paul-Jean**), Professeur au Lycée, 7, rue Lestienne, à Alger (Algérie).

**GAGNIÈRE** (**Jean**), Industriel, produits pharmaceutiques, 6, rue Ballainvilliers, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

MM.

**GAIFFE** (**Georges**), Constructeur d'instruments de Physique, 40, rue Saint-André-des-Arts, Paris, 6e.

**GAILLARD** (**Gaston**), 24 *bis*, avenue du Trocadéro, Paris, 16e.

**GAILLIARD** (**Jules**), Professeur au Collège Stanislas, 134, rue de Rennes, Paris, 14e.

**GAL**, 103, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

**GALIMARD**, Industriel, à l'abbaye de Flavigny (Côte-d'Or).

**GALITZINE** (Prince **Boris**), Membre de l'Académie impériale des Sciences, Fontanka, 144, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**GALL** (**Henri**), Directeur de la Société d'Électrochimie, 5, rue Albert-Joly, à Versailles (Seine-et-Oise).

**GALLEN** (**James-J.**), Professeur, 80, Springfield Road, Belfast (Irlande).

**GALLERANI** (**Giovanni**), Dr en Médecine et Chirurgie, Professeur de Physique et de Physiologie à l'Université de Camerino (Italie).

**GALLIE** (**Louis**), Professeur au Collège, Grande Rue, à Mortain (Manche).

**GALLOTTI**, Professeur au Lycée Janson de Sailly, 23, boulevard Montparnasse, Paris, 7e.

**GALY**, Professeur au Lycée, 73, rue de Paris, à Brest (Finistère).

**GAND** (**Roger de**), 2, impasse Bagatelle, à Caen (Calvados).

**GARBE**. Doyen de la Faculté des Sciences de Poitiers (Vienne).

**GARCELON** (**Henri**), 5, rue Vital, Paris.

**GARDET** (**Alfred**), Proviseur du Lycée de Vendôme (Loir-et-Cher).

**GARGAM DE MONCETZ** (**Albert**), 8, square Latour-Maubourg, Paris, 7e.

**GARIEL** (**C.-M.**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées, Membre de l'Académie de Médecine, Professeur à la Faculté de Médecine, 6, rue Édouard-Detaille, Paris, 17e.

**GARNIER** (**Charles**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

**GARVIN** (**Marcel**), 76, avenue de la République, Paris, 11e.

**GARZON Y CARMONA** (**Aureli**), Dr ès sciences physiques, plaza de Alonso-Martinez, 6, 3° dra, à Madrid (Espagne).

**GASCARD** (**Albert**), Professeur à l'École de Médecine et de Pharmacie, 76, boulevard Beauvoisine, à Rouen (Seine-Inférieure).

**GASTOU**, Docteur en Médecine, 12, rue Darcet, Paris, 17e.

**GATES** (Mlle **Fanny-Cook**), Associate Professor of Physics the Woman's College, à Baltimore, Maryland (États-Unis).

**GAULTIER** (**G.**), Ingénieur, 14, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

**GAUMONT**, Directeur du Comptoir général de Photographie, 57, rue Saint-Roch, Paris, 1er.

**GAUTHIER** (**Paul**), Professeur au Lycée de Besançon (Doubs).

**GAUTHIER-VILLARS** (**Albert**), Imprimeur-Éditeur, ancien Élève de l'École Polytechnique, 55, quai des Grands-Augustins, Paris, 6e.

**GAYON**, Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur de la Station agronomique, 7, rue Duffour-Dubergier, à Bordeaux (Gironde).

MM.

**GEHRKE** (**Ernst**), Dr Phil., Privat docent a. d. Universität, Technischen Hülfsarbeiter a. d. Physikalische Technischen Reichsanstalt, Hornstrasse, 13, Berlin N. 53 (Allemagne).

**GEITLER** (Dr **Josef-Ritter von**), Professeur Physikalisches Institut der Universität Czernowitz (Autriche).

**GENDRON** (**Rodolphe**), Préparateur de Physique à l'Institut catholique, 6, rue Gassendi, Paris, 14e.

**GEORGIEWSKI** (**Nicolas**), Institut technologique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**GERARD** (**Eric**), Professeur à l'Université, Directeur de l'Institut électrotechnique de Montefiore, 35, rue Saint-Gilles, à Liége (Belgique).

**GERMAIN** (**Edouard**), 47, rue Isabey, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**GERSCHUN** (**Alexandre**), Laboratoire de Physique de l'École d'Artillerie pour les Officiers de Marine, à Cronstadt (Russie).

**GESCHÉ** (**Louis**), Chargé de Cours à l'Université de l'État, 20, rue d'Egmont, à Gand (Belgique).

**GHEURY** (**Maurice-Édouard-Joseph**), F. R. A. S., F. P. S., 40, Westmount Road Eltham Park, Londres S. E. (Angleterre).

**GHESQUIER** (l'abbé), Directeur de l'École des Hautes Études industrielles, 13, rue de Toul, à Lille (Nord).

**GHIRELLI** (**Nob. Dott. Giulio**), Piazza S. S. Pietro e Lino 4, via Meravigli, Milano (Italia).

**GIBERT**, Professeur de Physique à l'École Colbert, 146, boulevard Magenta, Paris, 10e.

**GILBERT** (**Norman-G.**), Ph. Dr, Professor of Physics Darmouth College, Hanover, New-Hampshire (États-Unis).

**GIRAN** (**Henri**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 29, rue de Metz, à Toulouse (Haute-Garonne).

**GIRARD** (**Charles**), Directr du Laboratoire municipal, 2, rue de la Cité, Paris, 4e.

**GIRARDET**, Professeur honoraire du Lycée Saint-Louis, 90, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**GIRARDET** (**Fernand**), Professeur agrégé à l'École supérieure de Pharmacie, 6, rue de la Côte-d'Or (Les Lilas), à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**GIRARDIN** (l'abbé **Maurice**), Profr de Physique, rua Cattete, 113, à Rio-de-Janeiro (Brésil). Via Lisbonne.

**GIRAULT**, Directeur de l'École municipale Lavoisier, 19, rue Denfert-Rochereau, Paris, 5e.

**GIVERT** (**Arthur**), Profr au Lycée, 10, rue de la Marine, à Caen (Calvados).

**GOCKEL** (**Albert**), Dr Phil., Professeur à l'Université, Miséricorde, 7, à Fribourg (Suisse).

**GODART** (**Léon**), Docteur ès sciences, Professeur au Lycée Saint-Louis, 61, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**GODEFROY** (**R.-E.**), Professeur à l'École normale d'Auteuil, 92 *bis*, avenue de Versailles, Paris, 16e.

**GODRON** (**Henri**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 73, rue Crevier, à Rouen (Seine-Inférieure).

MM.

**GODY** (**G.**), Directeur de service au Ministère des Chemins de fer, Postes et Télégraphes, 15, rue du Viaduc, Bruxelles (Belgique).

**GOERGER** (**Albert**), Ingénieur, à Noyelles-Gondault (Pas-de-Calais).

**GOISOT** (**George**), Ingénieur, 10, rue Bélidor, Paris, 17ᵉ.

**GOLDHAMMER** (**Démétrius**), Professeur de Physique à l'Université de Kasan (Russie).

**GOLDSCHMIDT** (**Robert**), Docteur ès sciences chimiques, 54, avenue des Arts, à Bruxelles (Belgique).

**GOLOUBITZKI** (**Paul**), Collaborateur de la Société des Amis des Sciences de Moscou, à Kalouga Faroussa (Russie).

**GOODSPEED** (**Arthur-Millis**), A. B., Ph. Dʳ, Professor of Physics, Laboratory of Physics University of Pennsylvania, W. Philadelphia, Pennsylvania (É.-U.).

**GORCE** (**Paul de la**), Chef des travaux au Laboratoire Central d'Électricité, 2, rue de Comaille, Paris, 7ᵉ.

**GORSSE**, Professeur au Collège-Rollin, 19, rue Nollet, Paris, 17ᵉ.

**GORTON** (**Dʳ Frederick-R.**), Dʳ à Ypsilanti, Michigan (États-Unis).

**GOSSE**, Ingénieur des Arts et Manufactures, attaché à la maison Poulenc, 7, rue de la Cerisaie, Paris, 4ᵉ.

**GOSSE-FABIN** (Mᵐᵉ), 92, rue Chanzy, à Rochefort (Charente-Inférieure).

**GOUGOT** (**Jean-Antoine**), Professeur de Sciences à l'École normale d'Instituteurs, 38, cours du Temple, à Privas (Ardèche).

**GOURÉ DE VILLEMONTÉE** (**Gustave**), Docteur ès sciences, professeur au Lycée Buffon, 31, rue de Poissy, Paris, 5ᵉ.

**GOURGUECHON** (**Georges**), Ingénieur au corps des Mines, 49, rue Claude-Lorrain, Paris, 16ᵉ.

**GOUY** (**G.**), Correspondant de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences de Lyon (Rhône).

**GOWDY** (**R. C.**), Dʳ Ph. de l'Université de Cincinnati, Ohio (U. S. A.), 12, rue de la Grande Chaumière, à Paris, 6ᵉ.

**GRADENWITZ** (**Alfred**), Docteur ès sciences, Regensburgerstrasse, Berlin W. 50 (Allemagne).

**GRAETZ** (**Léo de**), Dʳ Phil., Professeur à l'Université, Arcisstrasse, 8, à Munich (Bavière).

**GRAMONT** (**Arnaud de**), Dʳ ès sciences physiques, 179, rue de l'Université, Paris, 7ᵉ.

**GRANQVIST** (**Per-Gustav-David**), Professeur à l'Université d'Upsal (Suède).

**GRASSI** (**Francesco**), Professeur d'Électrotechnique à la Société d'Incoraggiamento d'Arti e Mestieri, 2 via Bossi, à Milan (Italie).

**GRASSOT** (**Émile**), Ingénieur à la Compagnie des Compteurs et Matériel d'usines à gaz, 48, boulevard de Vaugirard, Paris, 15ᵉ.

**GRATZMULLER**, Ingʳ de la Cⁱᵉ Thomson-Houston, avenue Désiré Dehois, à Saint-Adresse Place, près le Havre (Seine-Inférieure).

**GRAU** (**Félix**), Professeur au Lycée de Reims.

**GRAVET DE LA BUFFIÈRE** (**Joseph**), Capitaine adjudant-major au 37ᵉ régiment d'Artillerie, 18 *bis*, boulevard de l'Arsenal, à Bourges (Cher).

MM.

**GRAY (Robert-Kaye)**, Ingénieur électricien de l'India-Rubber, Gutta-Percha and Telegraph Works C°, Silbertown, Essex, à Londres (Angleterre).

**GREENSTREET (William-John)**, M. A., F. R. A. S. The Woodlands Burghfield Common Nr. Mortimer, Berks (Angleterre).

**GREFFE (E.)**, Professeur au Lycée Henri IV, 2, rue Leneveux, Paris, 5^e^.

**GRENET (Louis)**, Ingénieur civil des Mines, 27, rue de Cormeilles, à Argenteuil (Seine-et-Oise).

**GREYSON DE SCHOLDT**, Ing^r^, 15, avenue Prince-Albert, à Namur (Belgique).

**GRIMALDI (Giovan Petro)**, D^r^ ès sciences physiques, Dir^r^ du Laboratoire et Professeur de Physique à l'Université Royale, 25, via Androne, Catania. Sicile (Italie).

**GRINT (William-Horace)**, Electrical Engineer, Director of the Eastern Technical Bureau, 11 Evershot Road, Tollingten Park, London, N. (Angleterre).

**GRIPON**, Professeur honoraire à la Faculté des Sciences, 12, rue du Mont-Thabor, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**GRIVEAU (René-Alfred-Pierre)**, Ingénieur, Chef des Travaux de Chimie générale à l'École Centrale, 45, rue Claude-Bernard, Paris, 5^e^.

**GRIVOLAS (Claude)**, Ingénieur civil, Administrateur délégué de la Compagnie française d'Appareillage électrique, 16, rue Montgolfier, Paris, 3^e^.

**GROGNOT (L.)**, Ingénieur chimiste, 18, rue Labat, Paris, 18^e^.

**GROOT** (le P. **L.-Th. de**), Canisius College, Nymegen (Hollande).

**GROSSELIN**, Ingénieur civil des Mines, 20, rue Godot-de-Mauroy, Paris, 9^e^.

**GROSSETESTE (William)**, Ingénieur civil, 5, rue Amiral-Courbet, Paris, 16^e^.

**GROTOWSKI (Maryan)**, Attaché au Laboratoire des recherches de l'Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

**GROUSINZEFF (Alexis)**, Prof^r^ de Physique à l'Université de Charkoff (Russie).

**GROUVELLE**, Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 18, avenue de l'Observatoire, Paris, 6^e^.

**GRUMBACH (Albert)**, Agrégé de l'Université, 9, rue du Val-de-Grâce, Paris, 5^e^

**GRUNER (Paul)**, Professeur de Physique à l'Université Lindenrain, 3, à Berne (Suisse).

**GUCCIA (G.-B.)**, Professeur de Géométrie supérieure à l'Université de Palerme, Directeur des *Rendiconti del Circolo matematico di Palermo*, 30, via Ruggiero Settimo, à Palerme (Italie).

**GUÉBHARD (D^r^ Adrien)**, Agrégé des Facultés de Médecine, 4, rue de l'Abbé-de-l'Épée, Paris, 5^e^.

**GUERBY**, Professeur au Lycée, 18, rue Sommeilière, à Annecy (Haute-Savoie).

**GUÉRIN (Georges)**, Docteur en Médecine, Licencié ès sciences, 70, avenue Kléber, Paris, 16^e^.

**GUERPILLON (A.)**, Professeur au Lycée Ampère, à Lyon (Rhône).

**GUGLIELMO (Giovanni)**, Professeur de Physique à l'Université Royale, Cagliari (Italie).

**GUILLAUME (Ch.-Ed.)**. Docteur ès sciences, Membre Correspondant de l'Institut, Directeur adjoint du Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

MM.

**GUILLAUME (Édouard)**, Dr ès sciences, Expert physicien au Bureau fédéral de la Propriété intellectuelle, à Berne (Suisse).

**GUILLEMINOT (A.)**, Docteur en Médecine, 184, rue de Rivoli, Paris, 1er.

**GUILLEMONAT**, Dr en Médecine, au Château de Blangy-sur-Bresle (Seine-Inférieure).

**GUILLET (Amédée)**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 158, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**GUILLET (Léon)**, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 8, avenue des Ternes, Paris, 17e.

**GUILLET (Oscar)**, Directeur adjoint de la Cie du Gaz de Clermont-Ferrand, 23, rue Victor-Hugo, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**GUILLIN (Louis)**, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Besançon (Doubs).

**GUILLOZ (Dr Th.)**, Professeur adjoint à la Faculté de Médecine, 12, rue Saint-Léon, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**GUINARD (A.)**, Armurier, 8, avenue de l'Opéra, Paris, 1er.

**GUINCHANT (J.)**, Professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

**GUNTZ**, Professeur à la Faculté des Sciences, 9, rue Hermite, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**GUTTON (Camille)**, Professeur à la Faculté des Sciences, 7, rue de l'Oratoire, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**GUYE (Ch.-Ed.)**, Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université, 4, Florissant, à Genève (Suisse).

**GUYE (Philippe-A.)**, Docteur ès sciences, Professeur de Chimie à l'Université, 3, Chemin Bizot, à Genève (Suisse).

**GUYOT**, Préparateur à l'École normale supérieure d'enseignement primaire, à Saint-Cloud (Seine-et-Oise).

**HAAG**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées et à l'École Polytechnique, 11 *bis*, rue Chardin, Paris.

**HAAS (J. de)**, Assistant de Physique, Maria Gondastraat. 3, à Leyde (Hollande).

**HAAS (Marc de)**, Dr Professeur de Physique à « Technische Hoogeschool » de Delft (Hollande).

**HABER (Fritz)**, Dr Ph. ordentel. Professor für Physikalische Chemie und Electrochemie technische Hochschule, Karlsruhe (Allemagne).

**HABETS (Paul)**, Ingénr A. I. Lg., 44, rue des Augustins, à Liége (Belgique).

**HACKSPILL**, Préparateur à la Faculté des Sciences (P. C. N.), 10, rue du Parc de Clagny. à Versailles (Seine-et-Oise).

**HADAMARD (Jacques)**, Professeur au Collège de France, 25, rue Humboldt, Paris, 14e.

**HAFIZ (Mohammed)**, Ingénieur, au Caire (Égypte).

**HAGENBACH (Auguste)**, Docteur Professeur, Missionstrasse, 18, à Bâle (Suisse).

**HALE (George-E.)**, Correspondant de l'Institut, Professor, Solar Observatory Office, Passedana, California (États-Unis).

MM.

**HALLER** (**A.**), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue Vauquelin, Paris, 5ᵉ.

**HAMILTON** (**George-A.**), Ingénieur électricien, 532, Morris Av., Elizabeth, New-Jersey (États-Unis).

**HAMY** (**Maurice**), Membre de l'Institut, Astronome titulaire à l'Observatoire, 3, rue Humboldt, Paris, 14ᵉ.

**HARCKMAN** (**Pierre**), Commis des Télégraphes belges et Chimiste, 34, rue Royale, à Tournai (Belgique).

**HARET**, Docteur en Médecine, 8, rue Pierre-Haret, Paris, 9ᵉ.

**HARKER** (Dʳ **John-Allen**), The National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex (Angleterre).

**HASENÖHRL** (**Fritz**), Dʳ Privat-docent de Physique à l'Université, IX, Turkenstrasse, 3, à Vienne (Autriche).

**HAUDIÉ** (**Edgard**), Professeur à l'École navale, 88 *bis*, rue de Paris, Brest (Finistère).

**HAUSER** (**Enrique**), Ingeniero Professor de la Escuela de Minas, Secretario de la Comision del Grisa, Membre de la Real Academia de Ciencias, Zorilla 33, à Madrid (Espagne).

**HEEN** (**Pierre de**), Membre de l'Académie Royale, Directeur de l'Institut de Physique, 9, rue Momilphe, à Liége (Belgique).

**HEGER** (**Paul**), Professeur de Physiologie, Institut Solvay (Parc Léopold), Bruxelles (Belgique).

**HELLE** (**Alfred**), Dʳ, Westenderstrasse, 24, à Magdeburgh s/. (Allemagne).

**HELLER** (**Richard-Ch.**), Ingénieur, 18, cité Trévise, Paris, 9ᵉ.

**HEMARDINQUER** (**Ch.**), Directeur de l'École technique Scientia, 23, rue François-Gérard, Paris, 16ᵉ.

**HEMPTINNE** (**Alexandre de**), 51, rue Basse-des-Champs, à Gand (Belgique).

**HEMSALECH** (**G.-A.**), au Laboratoire de Physique (Recherches), Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris, 5ᵉ.

**HENRI** (**Victor**), Préparateur de Physiologie à la Faculté des Sciences, 82, rue Claude-Bernard, Paris, 5ᵉ.

**HENRY** (**Aimé**), Professeur au Lycée, 56, rue Clovis, à Reims (Marne).

**HENRY** (**Alfred**), Ingénieur de la Raffinerie A. Sommier et Cⁱᵉ, 89, boulevard Exelmans, Paris, 16ᵉ.

**HENRY** (**Édouard**), Professeur de Physique au Lycée, 46, rue de Reims, à Rouen (Seine-Inférieure).

**HENRY** (**René**), Ingénʳ A. I. Lg., 80, quai de la Fragnée, à Liége (Belgique).

**HEPITES** (**Stefan**), Membre de l'Académie roumaine, ancien Directeur supérieur de l'Institut météorologique, et du service central des Poids et Mesures, 43, boulevard Coltei, à Bucarest (Roumanie).

**HERMANN** (**A.**), Libraire-Éditeur, 8, rue de la Sorbonne, Paris, 5ᵉ.

**HERNANDEZ** (**Pedro**), Professeur de l'Instruction primaire et secondaire, apartado 75, Morelia Michoacan, (Mexique).

**HERRGOTT** (**Joseph-Michel-Camille**), Ingénieur mécanicien et Électricien à la Sablière, au Valdoie (Territoire de Belfort).

MM.

**HERSE** (**Charles-Alexandre**), Professeur au Collège, 12, rue du Beffroi, à Soissons (Aisne).

**HESEHUS** (**N.**), Professeur à l'Institut technologique de l'Empereur Nicolas I, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**HILL** (**Bruce-V.**), Dr Phil. (Berlin), Acting Professor of Physics, University of Kansas, Lawrence, Kansas (États-Unis).

**HILLAIRET** (**André**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 22, rue Vicq-d'Azir, Paris, 10e.

**HOLLARD** (**Auguste**), Chef du Laboratoire central des usines de la Cie française des Métaux, 72, rue de la Gare, à Saint-Denis (Seine).

**HOLST** (**G.**), Assistant au Natuurkundig Laboratorium, à Leyde (Hollande).

**HOMEN** (**Théodore**), Professeur à l'Université d'Helsingfors (Finlande).

**HONDA** (**Kotaro**), à l'Institut de Physique de l'Université de Tokio (Japon).

**HONDL** (**Stanko**), Dr en Ph., Professeur au Gymnase, Professeur agrégé à l'Université, Raineroval ul, 17, à Agram (Hongrie).

**HONORÉ**, Collège Saint-Joseph, à Trichinopoly (Madras) (Indes Anglaises).

**HORLOCH** (**Arthur-Illyd-Water**), B. A. Oxford, Woolwich Polytechnic, à Woolwich (Angleterre).

**HOULLEVIGUE**, Professeur à la Faculté des Sciences, 117, rue Sylvabelle, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**HUBERT** (**Herman**), Inspecteur général des Mines, Professeur à l'Université, 7, rue de Selys, à Liége (Belgique).

**HUBOU** (**Robert**), 10, avenue Didier, à Gagny (Seine-et-Oise).

**HUDELO**, Répétiteur à l'École centrale, 10, rue Saint-Louis-en-l'Ile, Paris, 4e.

**HUET** (**Ernest**), Docteur en Médecine, 21, rue Jacob, Paris, 6e.

**HUFF** (**William-B.**), Professor of Physics Bryn Maw College, Bryn Maw, Pa (États-Unis).

**HUGUENARD** (**Eugène-Alexandre**), Professeur au Lycée, 52, boulevard de Strasbourg, au Havre (Seine-Inférieure).

**HURION**, Professeur à la Faculté des Sciences, 2, rue d'Abès, à Dijon (Côte-d'Or).

**HURMUZESCU** (**Dragomir**), Docteur ès sciences, Professeur à la Faculté des Sciences de Jassy (Roumanie).

**HUSSON** (**Léon**), Directr des câbles sous-marins, 28, rue du Four, Paris, 6e.

**HUY** (Mlle), Répétitrice à l'École normale d'enseignement primaire, à Fontenay-aux-Roses (Seine).

**ICOLE** (**Léon**), Profr au Lycée, 62, rue Ballainvilliers, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**IGNATIEFF** (**Anatole**), Assistant de Physique à l'Institut technologique, à Tomsk (Sibérie).

**IMBAULT** (**G.**), Proviseur du Lycée de Laon (Aisne).

**IMBER**, ancien Directeur des études à l'École centrale des Arts et Manufactures, Membre du Conseil de perfectionnement, 2, place Voltaire, Paris, 11e.

MM.

**IMBERT** (**Armand**), Professeur de Physique à la Faculté de Médecine de Montpellier (Hérault).

**INDRIKSON** (**Théodore**), Assistant à l'Institut de Physique de l'Université impériale, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**INFREVILLE** (**Georges d'**), ex-Électricien de la *Western Union Telegraph C°*, Expert de la *National Bell Telephone C°*, 110, Liberty street, à New-York (États-Unis).

**INFROIT** (**Charles**), Directeur du Laboratoire central de radiographie de la Salpêtrière, 167, boulevard Saint-Germain, Paris, 6°.

**IRAGUE** (**Julien**), Professeur de Physique au Lycée de Bordeaux (Gironde).

**ISCOVESCO** (Dr **Henri**), ancien Interne des Hôpitaux de Paris, Maître de Conférences à l'École des Hautes Études, 198, boulevard Pereire, Paris, 17°.

**IVANOFF** (**Constantin**), Assistant de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

**IVES** (**James-Edmund**), Associate Professor of Physics University of Cincinnati, Ohio (États-Unis).

**IVRY** (le baron **Jean d'**), 8, rue Yvon-Villarceau, Paris, 16e.

**IZARN** (**Joseph**), Professeur au Lycée Pascal, 34, rue Bansac, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**JACOBS** (**Fernand**), Président de la Société belge d'Astronomie, 21, rue des Chevaliers, à Bruxelles (Belgique).

**JAGER** (**Gustav**), Docteur, Professeur de Physique « Technische Hochschule », Vienne (Autriche).

**JAILLE** (le Marquis **de la**), 26, rue d'Armenonville, à Neuilly-sur-Seine.

**JAMBART** (**J.**), Profr au Lycée, 60, rue de Lille, Saint-André-lez-Lille, à Lille, (Nord).

**JANET** (**Paul**), Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire central et de l'École supérieure d'Électricité, 8, rue du Four, Paris, 6e.

**JAPY** (**Paul-Albert-Jean-Émile**), Ingénieur des Arts et Manufactures, à Berne, par Seloncourt (Doubs).

**JAQUEROD** (**Adrien**), Docteur ès sciences, Professeur à la Faculté des Sciences, Laboratoire de Physique de l'Académie de Neuchâtel (Suisse).

**JARDIN**, Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

**JARIAS** (**Germain-Mathieu**), Chargé de Cours, 50, boulevard Barnabègre, à Pau (Basses-Pyrénées).

**JARRE** (**L.-M.**), Ingénieur électricien, anciennement attaché à la Maison Sautter, Harlé et Cie, 9, rue Louis-le-Grand, Paris, 2e.

**JAUBERT DE BEAUJEAU** (**A.**), Licencié ès sciences, 10, rue Childebert, à Lyon (Rhône).

**JAUBERT** (**Georges**), Dr ès sciences, 155, boulevard Malesherbes, Paris, 17e.

**JAVAL** (**Jean**), Membre du Conseil général de l'Yonne, 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

**JAVAUX** (**Émile**), Administrateur-Directeur de la Société Gramme, 130, boulevard Pereire, Paris, 17e.

MM.

**JEANCE** (**Jules**), Lieutenant de vaisseau, à Port-Vendres (Pyrénées-Orientales), et 3, rue Picot, Paris.

**JEANS** (**J.-H.**), Professor of Applied Matematics, Woodlands, Chancer Road, Cambridge (Angleterre).

**JÉGON** (**Paul-Francis-Louis-Mario**), Ingénieur de l'École supérieure d'Électricité, 83, rue Saint-Nicolas, à Sablé (Sarthe).

**JEHN** (**Albert**), 14, rue La Bruyère, Paris, 9e.

**JOANNIS** (l'abbé **Joseph de**), Licencié ès sciences physiques et mathématiques, 7, rue Coëtlogon, Paris, 6e.

**JOB**, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 18, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

**JOBIN** (**A.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Constructeur d'instruments de précision, 31, rue Humboldt, Paris, 14e.

**JOHN CRERAR LIBRARY** (**The**), à Chicago, Ill. (États-Unis).

**JOLIBOIS** (**Pierre**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Docteur ès sciences physiques, 11, rue Portalis, Paris, 8e.

**JOLY** (**A.**), Professeur au Lycée Henri IV, 5, rue Claude-Chahu, Paris, 16e.

**JOLY** (**Louis**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, rue Delambre, Paris, 14e.

**JORDAN** (**Charles**), Dr ès sciences, 1, Lisznyai Utca 15, à Budapest (Hongrie).

**JOSEPH** (**Paul**), ancien Élève de l'École Polytechnique, à l'Ile d'Yeu (Vendée).

**JOUAUST** (**Raymond**), Chef de Travaux au Laboratoire central d'Électricité, 14, rue de Staël, Paris, 15e.

**JOUBIN**, Doyen de la Faculté des Sciences de Grenoble (Isère).

**JOUGUET**, Ingénieur au Corps des Mines, Répétiteur à l'École Polytechnique, 6, rue d'Ulm, Paris, 5e.

**JOYE** (**Paul**), Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

**JOYEUX** (**Eugène**), 10, avenue de Bellevue, à Sèvres (Seine-et-Oise).

**JUDIC** (**Georges**), Ingénieur électricien, 26, rue Tourlaque, Paris, 18e.

**JULIUS** (**Willem-Henri**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université, Witterouwensigel, 18, à Utrecht (Hollande).

**JUNGFLEISCH** (**E.**), Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, 74, rue du Cherche-Midi, Paris, 6e.

**JUPEAU**, Professeur au Lycée de Poitiers (Vienne).

**JUPPONT** (**Pierre**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 55, allée Lafayette, à Toulouse (Haute-Garonne).

**JURIEN DE LA GRAVIÈRE** (**J.**), 15, avenue de Tourville, Paris, 7e.

**JUSTO Y SANCHEZ-BLANCO** (**Manuel de**), Ingénieur, Docteur ès sciences, Professeur à l'École supérieure des Arts et Métiers, Prado, 27, à Madrid (Espagne).

**KAPOUSTINE** (**Théodore**), Professeur de Physique à l'Université de Tomsk (Sibérie).

MM.

**KARPEN** (**Vasilesco**), Ingénieur, Docteur ès sciences, 40, Occident, à Bucarest (Roumanie).

**KEATING-HART** (**de**), Docteur en Médecine, 5, boulevard Notre-Dame, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**KEESOM** (**W.-H.**), Dr ès Sciences, Conservateur du Cabinet de Physique du Natuurkundig Laboratorium, à Leyde (Hollande).

**KERNBAUM** (**Miroslaw**), Dr ès sciences à l'Université de Genève, 3, quai d'Anjou, à Paris, 4e.

**KERNTLER** (**François**), Conseiller royal, Szalagutcza, 4, à Budapest II (Hongrie).

**KIEN** (l'abbé **Pierre**), Dr ès sciences, Professeur à Montigny-lès-Metz (Lorraine).

**KIMBALL** (**Arthur-Lalanne**), Dr Phil., John Hopkins University Professor of Physics, Amherst College, Amherst, Mass. (États-Unis).

**KLEIN**, Préparateur de Physique (Laboratoire d'Enseignement) à la Faculté des Sciences, 10, rue Antoine-Roucher, Paris, 16e.

**KLOTZ** (**Henri**), 18, place Vendôme, Paris.

**KLUPATHY** (**Ienö**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Université, VII Rottenbiller uteza, 33, à Budapest (Hongrie).

**KNOLL**, Préparateur de Physique au Lycée Louis-le-Grand, 123, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**KOCH** (**René-Charles-Jean-François-Jules**), Ingénieur civil, 46, rue Saint-Antoine, Paris, 4e.

**KOLOWRAT**, Licencié ès sciences, 52, avenue des Gobelins, Paris, 5e.

**KÖNIG** (**Walter**), Professeur de Physique à l'Université, Ludwigstrasse, 76, à Giessen (Allemagne).

**KOPPÈS** (**Jean**), Professeur de Physique au Gymnase de Luxembourg, 15, boulevard Royal, à Luxembourg (Belgique).

**KORDA** (**Désiré**), Administrateur de la Société française d'électricité A. E. G., 15, rue Ambroise-Thomas, Paris, 9e.

**KOROLKOFF** (le général **Alexis**), Professeur de Physique à l'Académie d'Artillerie de Saint-Pétersbourg (Russie).

**KOTELOW** (**Constantin**), Professeur de Physique à l'École des Mines supérieures, à Ekatkerinoslaw (Russie).

**KOUPRIANOFF**, Maître de Conférences au Laboratoire de Physique, Académie d'Artillerie Michel, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**KOUSTOVSKY** (**Mitrophan**), Professeur au gymnase russe, Russie Mariopol, mer d'Azow.

**KOWALSKI** (**E.**), Professeur à l'École supérieure du Commerce et de l'Industrie, 18, rue d'Alzon, à Bordeaux (Gironde).

**KOWALSKI** (**Joseph de**), Professeur à l'Université de Fribourg (Suisse).

**KROUCHKOLL**, Docteur ès sciences et Docteur en Médecine, Chef des Travaux pratiques de Physique à la Faculté des Sciences, 150, avenue de Wagram, Paris, 17e.

**KRUGER** (**F.**), Dr Phil., Professeur a. der Technische Hochschule, Dantzig, Langführ, Hamptstrasse 141 (Allemagne).

MM.

**KUCERA** (**Bohumil**), Dr Phil., Professeur adjoint à l'Université tchèque, Laboratoire de Physique, à Prague (Bohême).

**KUNTZMANN** (**Louis**), Professeur au Collège, 1, rue Gambetta, à Pont-à-Mousson (Meurthe-et-Moselle).

**KUNZ** (**Jakob**), Erdgenossisches Physikgebande Gloriastr., 35, à Zurich (Suisse).

**KUWAKI** (**Ayao**), Dr Professeur à la Meiji Semmon Gakko, Fukuoka-Ken (Japon).

**LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE GENÈVE** (Suisse).

**LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ DE FRIBOURG**, Pérolles-Fribourg (Suisse).

**LABORATOIRE D'ESSAIS** du Conservatoire national des Arts et Métiers, 292, rue Saint-Martin, Paris, 3e.

**LABORDE** (**Albert**), Licencié ès sciences, 15, rue de Bourgogne, Paris, 7e.

**LACOSTE** (**Jules**), Constructeur, 28, boulevard de Strasbourg, Paris, 10e.

**LACROIX** (**Paul**), Directeur de la Compagnie Universelle d'Acétylène, 36, rue de Châteaudun, Paris, 9e.

**LAFAY** (**A.**), Capitaine d'Artillerie, Professeur à l'École Polytechnique, 71, avenue Victor-Hugo, à Vanves (Seine).

**LAISNEZ** (l'abbé), ancien Professeur, à Gouville (Manche).

**LALA** (**Ulysse**), Docteur ès Sciences, Maître de Conférences adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, Professeur de Mécanique et de Physique à l'École des Beaux-Arts et des Sciences industrielles, 16, boulevard de Strasbourg, à Toulouse (Haute-Garonne).

**LALLEMAND** (**Charles**), Inspecteur général au Corps des Mines, Membre de l'Institut et du Bureau des Longitudes. Directeur du Service du Nivellement général de la France, 58, boulevard Émile-Augier, Paris, 16e.

**LALOUX** (Abbé **Alexandre**), Professeur à l'Institution Saint-Waast, à Béthune (Pas-de-Calais).

**LAMBERT** (**Pierre**), Ingénieur, 5, rue de la Tour-des-Dames, Paris, 9e.

**LAMIRAND**, Professeur au Lycée Saint-Louis, 52, boulevard Saint-Jacques, Paris, 14e.

**LAMOTTE** (**Marcel**), chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 21, avenue Muret, à Toulouse (Haute-Garonne).

**LAMPA** (**A.**), Professeur à l'Université allemande de Prague, Prague II, 1594 Weinbergasse (Autriche).

**LANCE** (Mlle), Préparatrice au Lycée Fénelon, 45, rue Saint-André-des-Arts, Paris, 6e.

**LANCELOT** (**J.**), Constructeur d'instruments d'acoustique, 70, avenue du Maine, Paris, 14e.

**LANCIEN** (**André**), Élève du Service de Santé de la Marine, Diplômé d'Études supérieures des Sciences physiques, attaché au Laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine, 7, rue Prosper, à Bordeaux (Gironde).

**LANDRIN**, ancien Élève de l'École Polytechnique, 20, boulevard de Courcelles. Paris, 17e.

MM.

**LANDRY** (**Jean**), Ingénieur, Professeur d'Électricité industrielle à l'Université, 57, avenue de Rumine, *La France*, Lausanne (Suisse).

**LANG** (**Victor von**), Professeur à l'Université de Vienne (Autriche).

**LANGEVIN** (**P.**), Professeur au Collège de France, 58, rue Boucicaut, à Fontenay-aux-Roses (Seine).

**LANGUEPIN**, Licencié ès sciences, Ingénieur électricien, 141, rue de Paris, à Angoulême (Charente).

**LANIÈS**, Professeur au Lycée de Toulouse (Haute-Garonne).

**LAPORTE**, Ingénieur civil des Mines, ancien Élève de l'École Polytechnique, Chef des Travaux au Laboratoire central d'Électricité, 2, rue Saint-Simon, Paris, 7e.

**LAPRESTÉ**. Professeur au Lycée Buffon, 7, rue Nicolas-Charlet, Paris, 15e.

**LARMOR** (**Joseph**), Lucasian Professor of Mathematics Saint-John's College, Cambridge (Angleterre).

**LARMOR** (**Alexander**), M. A., Professor of natural Philosophy Magee College, Londonderry (Irlande).

**LAROCHE** (**Félix**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 110, avenue Wagram, Paris, 17e.

**LAROSE**, Ingénieur des Télégraphes, 5, cité Martignac, Paris, 7e.

**LAROUSSE** (**Auguste**), Professeur au Lycée Michelet, 29, boulevard du Lycée, à Vanves (Seine).

**LASSERRE**, Professeur au Lycée, 39, rue Daguerre, à Alger (Algérie).

**LATOUR**, Professeur honoraire, 9, rue Daillière, à Angers (Maine-et-Loire).

**LAURENT** (**Louis-Marius**), Professeur à l'École Normale, 23, rue de Strasbourg, à Mâcon (Saône-et-Loire).

**LAURIOL** (**Pierre**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Ingénieur en chef des Services généraux d'Éclairage de la Ville de Paris, 37, rue Élisée-Reclus, Paris, 7e.

**LAVIÉVILLE** (**Augustin**), Inspecteur honoraire de l'Académie de Paris, 198, rue de Vaugirard, Paris, 6e.

**LÉAUTÉ** (**André**), Ingénieur des Mines, démissionnaire, 20, boulevard de Courcelles, Paris, 17e.

**LE BEL** (**J.-A.**), ancien Président de la Société chimique, 250, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**LEBERT** (**Louis-Eugène**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, à Vannes (Morbihan).

**LEBEUF** (**Auguste-Victor**), Directr de l'Observatoire national de Besançon (Doubs).

**LEBLANC** (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Val sur Seine. à Croissy (Seine-et-Oise).

**LEBLANC** (**Maurice-Auguste-Eugène**), Ingénieur de la Société Cooper-Hewitt, 4, avenue Augier, au Croissy (Seine-et-Oise).

**LE BON** (**Dr G.**), 29, rue Vignon, Paris, 8e.

**LECADET** (**Georges**), Docteur ès sciences, Directr de l'Observatoire central et du Service magnétique et météorologique de l'Indo-Chine, à Phu-Lien (Tonkin).

MM.

**LECAT** (**Arthur**), Professeur de Physique au Lycée, 10, rue de Metz, à Dijon (Côte d'Or).

**LE CHATELIER** (**André**), Ingénieur en chef de la Marine, 331, rue Paradis, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**LE CHATELIER** (**Henry**), Membre de l'Institut, Professeur à l'École des Mines, Professeur à la Faculté des Sciences, 75, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

**LE CHATELIER** (**Louis**), Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 7, rue du Regard, Paris, 6e.

**LECHAUDEL** (**René**), Industriel, à Pont-sur-Saulx, par Robert-Espagne (Meuse).

**LECHER** (Dr **Ernst**), Professeur à l'Université Turkenstrasse, 3, à Vienne IX (Autriche).

**LECOIN**, Professeur au Lycée, 20, rue Segondat, à Cherbourg (Manche).

**LEDUC** (**A.**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 3, rue de Médicis, Paris, 6e.

**LEDUC** (Dr **Stéphane**), Professeur à l'École de Médecine, 5, quai de la Fosse, à Nantes (Loire-Inférieure).

**LEES** (**Charles-Herbert**), Dr Sc., F. R. S., Professeur de Physique-East London College, University of London « Greenaeres », Woodside Road, Woodford Green, Essex (Angleterre).

**LEFEBVRE** (**Léon**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 30, boulevard Beaumarchais, Paris.

**LEFEBVRE** (**Pierre**), Professeur au Lycée, 10, rue de Noailles, à Versailles (Seine-et-Oise).

**LEFÈVRE** (**Z.-H.-D.**), Préparateur de Physique au Lycée, 10, rue Frédéric-Petit, à Amiens (Somme).

**LEHMANN** (**Otto**), Dr Phil. Professor a. d. Technische Hochschule, Gel. Hofrat. Kaiserstrasse, 53, Karlsruhe (Baden).

**LEHMANN** (**Théodore**), Ingénieur de la Société alsacienne de constructions mécaniques, à Belfort (Territoire de Belfort).

**LEIGH** (**Ch.-D.-E.**), The Victoria University of Manchester (Angleterre).

**LEJEUNE** (Dr **Louis**), Médecin électricien, 1, rue des Urbanites, à Liége (Belgique).

**LEMERAY** (**Maurice**), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Ingénieur civil, villa Véga, avenue Meissonnier, à Antibes (Alpes-Maritimes).

**LEMOINE** (**Émile**), Chef honoraire du Service de la vérification du gaz, 4, boulevard de Vaugirard, à Paris, 15e.

**LEMOINE** (**Constant**), Professeur au Lycée de Nantes (Loire-Inférieure).

**LEMOINE** (**Georges**), Membre de l'Institut, Inspecteur général des Ponts et Chaussées, Professeur à l'École Polytechnique, 76, rue Notre-Dame-des-Champs, Paris, 6e.

**LEMOINE** (**Jules**), Professeur au Lycée Louis-le-Grand, 46, boulevard Port-Royal, Paris, 5e.

**LENARD** (**Philippe**), Docteur en Pharmacie et Médecine, Professeur à l'Université, Niemannsweg, 22, à Kiel (Allemagne).

MM.

**LENOIR** (**Léon**), Professeur de Physique au Lycée, 10, rue de l'Écusson, à Alençon (Orne).

**LEPERCQ** (**Gaston**), Professeur de Chimie à la Faculté libre, 3, rue Martin, à Lyon (Rhône).

**LE POUPON** (**Ferdinand**), Professeur au Lycée de Valenciennes (Nord).

**LEQUEUX** (**P.**), Ing^r des Arts et Manufactures, 64, rue Gay-Lussac, Paris, 5^e.

**LERAY** (l'abbé), 14, rue de l'Archevêché, à Conflans-Charenton (Seine).

**LERMANTOFF**, Professeur de Physique de l'Université de Saint-Pétersbourg (Russie).

**LEROY** (**J.**), Professeur au Lycée Michelet, 245, boulevard Raspail, Paris, 14^e.

**LEROY** (**Victor**), 12. Entre-Deux-Places, à Arras (Pas-de-Calais).

**LESAGE** (**A.**), Professeur de Physique au Lycée, 23, rue Grande-Matoubin, à Châteauroux (Indre).

**LESOBRE**, Principal du Collège, Seyne-les-Alpes (Basses-Alpes).

**LÉTANG** (D^r **Marc**), à l'Essart, par Poitiers (Vienne).

**LETELLIER** (**Albert-Eustache**), Professeur au Lycée, 53, rue Jame Cane, à Tours (Indre-et-Loire).

**LETELLIER** (**Léon-Clément**), Professeur au Lycée, 53, rue Jame-Cane, à Tours (Indre-et-Loire).

**LÉVESQUE** Capitaine d'Artillerie au 45^e régiment, Ex-lieutenant de la Section de Géodésie du Service géographique de l'Armée, 12, rue de la République, à Orléans (Loiret).

**LÉVY** (**Armand**), Professeur de Physique, 9, rue du Lycée, à Besançon (Doubs).

**LÉVY** (**Michel**), Membre de l'Institut, 26, rue Spontini, Paris, 16^e.

**LEYMARIE**, Professeur en retraite, à Rignac, par Martel (Lot).

**LIBRARY OF UNIVERSITY OF PENNSYLVANIA**, à Philadelphie (États-Unis).

**LIÉNARD** (**Alfred-Marie**), Ingénieur des Mines, Professeur à l'École des Mines, 16, rue Stanislas, Paris, 6^e.

**LIGONDES** (**de**), Colonel, à Saint-Bonnet-de-Rochefort (Allier).

**LIMB** (**Claudius**), Docteur ès sciences, Ingénieur-Conseil, 11, quai de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

**LINARDOS** (**Georges**), Ingénieur industriel, Diplômé de l'École des Ponts et Chaussées de Paris, 2, rue Glavany, à Constantinople (Turquie).

**LIPPICH** (**Fr.**), Professeur à l'Université de Prague (Autriche).

**LIPPMANN**, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 10, rue de l'Éperon, Paris, 6^e.

**LLOYD** (**Morton-G.**), Ph. D., 507, Marquette Bldg, Chicago, Ill. (États-Unis).

**LOCHARD** (**André**), Professeur à l'École des Mines, maison David, Rond-Point, à Saint-Étienne (Loire).

**LOCHERER**, Ingénieur des Ponts et Chaussées, 45, rue Ampère, Paris, 17^e.

**LOISELEUR**, Chargé de Cours de sciences au Lycée, 74, rue Calypso, Le Bouscat, Bordeaux (Gironde).

**LORENTZ** (**Hendrik-Antoon**), Correspondant de l'Institut, Professeur à l'Université, 48, Hovigracht, à Leiden (Hollande).

**LORION**, Professeur au Lycée, de Nevers (Nièvre).

MM.

**LO SURDO** (**Antonio**), Dr in fisica, Prof. R. Istitudo Studi Superiori, Via Gino Capponi 3, Firenze (Italie).

**LOUGUININE** (**W.**), Docteur honoraire, Professeur de Thermochimie à l'Université de Moscou, 26, rue Boissière, Paris.

**LOUIS** (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles de Brest (Finistère).

**LOUVET** (**Édouard**), Ingénieur civil, à Nœux-les-Mines (Pas-de-Calais).

**LUBOSLAWSKI** (**Gennady**), Professeur de Physique et de Météorologie à l'Institut Impérial forestier, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**LUCAS** (Le R. P. **J.-D.**), S. I., Professeur à la Faculté des Sciences, Collège Notre-Dame-de-la-Paix, à Namur (Belgique).

**LUGOL** (**Paul**), Profr au Lycée Saint-Louis, 59, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**LUMIÈRE** (**Auguste**), Ingénieur chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon) (Rhône).

**LUMIÈRE** (**Louis**), Ingénieur chimiste, cours Gambetta, à Monplaisir (Lyon) (Rhône).

**LUSSANA** (**Silvio**), Docteur ès sciences, Directeur de l'Institut physique de l'Université de Sienne (Italie).

**LYMAN** (**Theodore**), Ph. Dr, Instructor of Physics Harward University, Jefferson Laboratory, Harward College, Cambridge, Mass. (États-Unis).

**LYON** (**Gustave**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, Industriel, 22, rue Rochechouart, Paris, 9e.

**MACALUSO** (**D.**), Docteur, Professeur à l'Université de Palerme (Italie).

**MACDONALD** (**Hector-Munro**), F. R. S., Professor of Mathematics in University of Aberdeen, 33 College Bounds, Old Aberdeen (Angleterre).

**MACH** (Dr **ERNST**), Professeur de Physique à l'Université, XVIII, Gersthoferstrasse, Vienne (Autriche).

**MAC LENNAN**, Profr à l'Université de Toronto, province d'Ontario (Canada).

**MACQUET** (**Auguste**), Ingénieur au corps des Mines, Directeur de l'École provinciale d'Industrie et des Mines du Hainaut, 22, boulevard Dolez, à Mons (Belgique).

**MADARIAGA** (**Jose de**), Ingénieur des Mines, 18, rue Zurbano, à Madrid (Espagne).

**MAGUNNA**, 113-115, rue du Cherche-Midi, à Paris, 6e.

**MAIGRET** (Dr), 5, rue Pécaut, à Fontenay-aux-Roses (Seine).

**MAILLY** (**Paul-Marc**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Société anonyme d'Explosifs et de Produits chimiques, à Villafranca in Lunigiana (Italie).

**MAISONOBE** (**Paul**), Capitaine d'Artillerie, à Veyre (Puy-de-Dôme).

**MAJORANA** (**Quirino**), Institut supérieur des Télégraphes, Vial del Re, 131, à Rome (Italie).

**MALASSEZ** (**Jean**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 79, boulevard Raspail, Paris, 6e.

**MALCLÈS**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

MM.

**MALDINEY** (**J.**), Professeur à l'École de Médecine et de Pharmacie, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 32, rue Mégevand, à Besançon (Doubs).

**MALFITANO** (**Giovanni**), Docteur ès sciences, Chimiste à l'Institut Pasteur, Pasteur, 12, rue Froidevaux' Paris, 14ᵉ.

**MALFREYT** (**Jules**), Professeur au Lycée de Saint-Étienne (Haute-Loire).

**MALLARD** (**Henri**), Lieutenant d'Artillerie, 24, rue de la Tour-Garnier, à Angoulême (Charente).

**MALOSSE**, Professeur à l'École de Médecine d'Alger (Algérie).

**MALTÉZOS**, Docteur ès sciences, 18, rue Ch. Tricoupis, à Athènes (Grèce).

**MAMY** (**J.**), Professeur au Lycée, 15, rue Thibaudeau, à Poitiers (Vienne).

**MANEUVRIER**, Directeur adjoint du Laboratoire des Recherches physiques, à la Sorbonne, Paris, 5ᵉ.

**MANIÈRE** (Mˡˡᵉ **Berthe**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 9, rue Louis-Vivent, à Agen (Lot-et-Garonne).

**MANN** (**Herbert-Leslie**), Associate of the Royal College of Science London St Denys « Shooters Hill », Woolwich Polytechnic Woolwich, London, S. E. (Angleterre).

**MANNA** (**Dott. Salvatore**), Medico dell' Ospedale di S. M. della Pace, Direttore dell' Istituto di terapia fisica di Napoli, Consulente dell' Ospedale civile di Marcianise, Magellina, 156 (P. P. Nob.), Napoli (Italie).

**MANUEL JORNAS GIL Y GARCIA**, Professeur à l'Université central, Corredera baja nº 59, 2º centro, à Madrid (Espagne).

**MANVILLE** (**Octave**), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Bordeaux (Gironde).

**MARAGE** (**Dʳ**), Docteur ès sciences, 14, rue Duphot, Paris, 1ᵉʳ.

**MARCELIN** (**R.**), Agrégé de Physique, 89, boulevard de l'Hôpital, Paris, 13ᵉ.

**MARCHAND**, Directeur de l'Observatoire du Pic du Midi, par Bagnères-de-Bigorre (Hautes-Pyrénées).

**MARCHIS**, Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris, 5ᵉ.

**MARIE**, Préparateur de Physique au Lycée Charlemagne, 5, rue Basse-des-Carmes, Paris, 5ᵉ.

**MARIE** (Dʳ **Charles**), Dʳ ès sciences, Chef de Travaux pratiques de Chimie, Physique et d'Électrochimie à la Faculté des Sciences, Institut de Chimie appliquée, 98, rue du Cherche-Midi, Paris, 6ᵉ.

**MARIE** (Dʳ **Th.**), Professeur à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 11, rue de Rémusat, à Toulouse (Haute-Garonne).

**MARQUÈS** (**Henri**), Docteur en Médecine, à Montpellier (Hérault).

**MARRE** (**Louis**), Anc. notaire, au châtᵉᵃᵘ des Roncerais-en-Vignac (Ille-et-Vil.), 12, rue de Siam, Paris.

**MARROT** (**René-Augustin**), Sous-lieutenant au 18ᵉ d'infanterie, 7, rue d'Alsace, à Pau (Hautes-Pyrénées).

**MARSAL** (**P.**), Professeur au Lycée, 27, rue Sigisbert-Adam, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

MM.

**MARTIN** (**Georges**), ancien Ingénieur de la Station d'Éclairage électrique, 11, rue Entre-deux-Ponts, à Bar-le-Duc (Meuse).

**MARTINET** (**E.**), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 21, rue Théophile-Gautier, Paris, 16ᵉ.

**MASCART** (**Léon**), Lieutenant de vaisseau, Directeur de la Maison Lepaute, 55, rue de Lille, Paris, 7ᵉ.

**MASSE** (**Maurice**), ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur civil des Mines, place de l'Église-du-Vœu, à Nice (Alpes-Maritimes).

**MASSIN**, Ingénieur des Télégraphes, 61, rue de Vaugirard, Paris, 6ᵉ.

**MASSIOT** (**G.**) (maison Radiguet et Massiot), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 15, boulevard des Filles-du-Calvaire, Paris, 3ᵉ.

**MASSOL** (**Noël-Gustave**), Directeur de l'École supérieure de Pharmacie, 20, boulevard des Arceaux, à Montpellier (Hérault).

**MASSON** (**Louis**), 33, rue de Vincennes, à Montreuil-sous-Bois (Seine).

**MASSOULIER**, Professeur au Lycée Henri IV, 17, rue de Médicis, Paris, 5ᵉ.

**MATHER** (**Enoch**), Ph. D. A. M., M. D., D. Sc. L. L. D, R. I. P. H., Eng. F. R. M. et S. Eng. M. S. A. Eng. Professor Électro-thérapeutique, 168, High Street West, Detroit, Mich. (États-Unis).

**MATHIAS** (**Émile**), Profʳ à la Faculté des Sciences, Directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme, 10, cours Sablon, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**MATHIEU** (**Maurice-Julien**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 1 *bis*, rue Riboutté, Paris, 9ᵉ.

**MATHIEU** (**Joseph-Louis**), Professeur au Lycée d'Évreux (Eure).

**MATHIEU** (**Louis**), Directeur de la Station œnologique de Bourgogne, à Beaune (Côte-d'Or).

**MATHIEU** (**Paul-Hyacinthe**), Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Ingénieur électricien E. S. E., Professeur de Physique, 3, rue Vauquelin, Paris, 5ᵉ.

**MATHIEU** (**Jean-François**), Ingénieur chimiste, Explorateur, Post Office, Sydney (Australie).

**MATIGNON**, Professeur au Collège de France, 18, boulevard Carnot, à Bourg-la-Reine (Seine).

**MAUNOURY** (**Victor-Gabriel**), Chirurgien de l'Hôtel-Dieu de Chartres, 26, rue Bonneval, à Chartres (Eure-et-Loir).

**MAUPEOU** (**de**), Directeur du Génie maritime du cadre de réserve, 4, place du Gast, à Laval (Mayenne).

**MAURAIN** (**Charles**), Directeur de l'Institut aérotechnique de l'Université de Paris, à Saint-Cyr-l'École (Seine-et-Oise).

**MAURAIN** (**Gaston**), Lieutenant au 2ᵉ Régiment de Génie, à Montpellier (Hérault).

**MAURIN** (Lieutenant), 6, avenue Feuchères, à Nimes (Gard).

**MAYER** (**Dʳ André**), 33, rue du Faubourg-Poissonnière, Paris, 9ᵉ.

**MAZEN** (**Natalis**), Ingénieur du Service électrique des Chemins de fer de l'Ouest, 35, rue Magenta, à Asnières (Seine).

**MECHLING** (**Gustave**), Constructeur d'instruments de précision en verre, 7, rue des Grands-Degrés, Paris, 5ᵉ.

MM.

**MEISSONNIER**, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 78, boulevard de la Corderie, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**MELANDER**, Préparateur à l'Université Skapshytlegatam, 17, à Helsingfors (Finlande).

**MENDELSSOHN (Maurice)**, Docteur en Médecine, Membre correspondant de l'Académie de Médecine, 49, rue de Courcelles, Paris, 8e.

**MENDÈS** (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles, à Villeneuve-sur-Lot (Lot-et-Garonne).

**MENIER (Henri)**, Ingénieur, 8, rue Alfred-de-Vigny, Paris, 8e.

**MERCADIER**, Ancien Directeur des Études à l'École Polytechnique, 10, rue de l'Odéon, Paris, 6e.

**MERCANTON (Paul-Louis)**, Dr ès sciences, Professeur à l'Université, Borromées, 1, chemin de Pré-Fleuri, Mt Riond gare, à Lausanne (Suisse).

**MERCIER (R.)**, Ingénieur, 1, rue des Grands-Degrés, Paris, 5e.

**MERISCH (Arthur-Frédéric)**, Administrateur délégué de la Compagnie des Compteurs Aron, 200, quai de Jemmapes, à Paris, 10e.

**MERLIN (Jean-Étienne-Louis-Casimir)**, Aide-Astronome, à l'Observatoire de Lyon, à Saint-Genis-Laval (Rhône).

**MERLIN (Paul)**, Professeur au Lycée, 78, faubourg Vincent, à Châlons-sur-Marne (Marne).

**MESLANS (Maurice)**, 6, rue de Navarin, Paris, 9e.

**MESLIN (Georges)**, Professeur à la Faculté des Sciences, villa Marie, ancien chemin de Castelnau, Montpellier (Hérault).

**MESNAGER (Augustin)**, Ingénieur des Ponts et Chaussées, Ingénieur des Canaux de la Ville de Paris, 182, rue de Rivoli, Paris, 1er.

**MESSAGER**, Professeur au Lycée de Brest (Finistère).

**MESTRE**, Ingénieur principal des Études à la Compagnie des Chemins de fer de l'Est, 168, rue Lafayette, Paris, 10e.

**METEYARD (Herbert)**, Professeur de Physique et de Mathématiques, à Harwich School, Essex (Angleterre).

**MÉTRAL (Pierre)**, Directr de l'École Colbert, 27, rue Château-Landon, Paris, 10e.

**METTLER (Eric-Jean-Marie)**, Ingénieur chimiste, à Bozel (Savoie).

**METZ (de)**, Profr à l'Université St-Wladimir, 3, rue du Théâtre, à Kiew (Russie).

**MEUNIER (W.)**, Chef de Bureau au Gouvernement de l'Algérie, Inspecteur général des Services d'Assistance, 96, rue Michelet, à Alger (Algérie).

**MEYER**, Directeur de la Compagnie continentale Edison, 38, rue Saint-Georges, Paris, 9e.

**MEYER (J.)**, Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 9, rue du Joli-Cœur, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**MEYER (Dr Stefan)**, Professeur à l'Université, Turkenstrasse, 3, à Vienne IX (Autriche).

**MEYLAN (Eugène)**, Ingénieur, 23, boulevard du Montparnasse, Paris, 6e.

**MEYNIER**, Professeur au Lycée, 1, boulevard Voltaire, à Dijon (Côte-d'Or).

**MEYNIER**, Étudiant à la Faculté des Sciences, 1, boulevard Voltaire, à Dijon (Côte-d'Or).

MM.

**MICHAUT (Victor)**, Professeur de Physiologie à l'École de Médecine, 2, rue des Perrières, à Dijon (Côte-d'Or).

**MICHEL (Auguste)**, Ingénieur civil, 10, boulevard Victor-Hugo, à Saint-Germain-en-Laye (Seine-et-Oise).

**MICHELSON (Albert)**, Correspondant de l'Institut, Professeur à l'Université de Chicago (États-Unis).

**MICKS (Richard)**, Professeur au Gymnase communal, à Trieste (Autriche).

**MICULESCU (Constantin)**, Professeur à l'Université, 3, Strada Spatarului, à Bucarest (Roumanie

**MILAN STEFANIK**, Dr ès sciences, Observatoire d'Astronomie physique, 6, rue Leclerc, Paris, 14e.

**MILLARD (John-A.)**, Docteur en Médecine, au château Sunnyside, à Dinard-Saint-Énogat (Ille-et-Vilaine).

**MILLIS (John)**, Colonel, corps of Engineers, United States army, U. S. Room 420, Techral Blilg. Cleveland, Ohio (États-Unis).

**MINCHIN (Howard-D.)**, Ph. D., Assistant Professor of Physics University, of Rochester, Rochester, New-York (États-Unis).

**MIRAMOND DE LAROQUETTE (Francis)**, Médecin-Major, 22, rue de la Commanderie, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**MITJAVILA (Jaime)**, Medico mayor de Sanidad militar, Urosas, 8, Madrid (Espagne).

**MITKEWITCH (Wladimir)**, Assistant de Physique à l'Institut des Mines, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**MIX (Edgar-W.)**, Ingénieur électricien, 12, boulevard des Invalides, Paris, 7e.

**MOCKERIDGE (Mlle Florence)**, Student at the Wolwich Polytechnic, London, 69, Plum Lane, Plumskad, Londres (Angleterre).

**MONDAIN**, Dr en Médecine, 23, rue Joinville, Le Havre (Seine-Inférieure).

**MONNIER (D.)**, Ingénieur, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures, 3, rue Cothenet, Paris, 16e.

**MONNORY (Henri)**, ex-Professeur au Lycée Hoche, Directeur des études à l'École centrale des Arts et Manufactures, 35, boulev. Saint-Michel, Paris, 5e.

**MONOYER**, Professeur à la Faculté de Médecine de Lyon (Rhône).

**MONTHIERS (Maurice)**, 50, rue Ampère, Paris, 17e.

**MONTLAUR (le comte de)**, Président de la Société de l'Électrochimie, 41, avenue de Friedland, Paris, 8e.

**MONTMOLLIN (André de)**, Licencié ès sciences, Chef du Service de l'Électricité Lausanne, La Verveine, chemin de Villars, à Lausanne (Suisse).

**MOORE (Joseph-Haines)**, Dr Phil., Assistant in Spectroscopy in the Lick Observatory, Mount Hamilton, California (États-Unis).

**MORE (Louis Tranchard)**, Ph. D., Professeur de Physique à l'Université de Cincinnati, Cincinnati (États-Unis).

**MOREAU (Georges)**, Doyen de la Faculté des Sciences, 68, rue Saint-Hélier, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**MORIN (F.)**, Profr suppléant de Physique à l'École de Médecine, chef des Travaux pratiques de Physique, 17, place Lamoricière, à Nantes (Loire-Inférieure).

MM.

**MORIN** (**Pierre**), Profr au Lycée, rue des Faucheroux, à Montluçon (Allier).

**MORITZ** (**Frédéric**), Ex-Ingénieur de la Marine, Directeur de l'Usine d'Ourscamp (Oise).

**MORIZE** (**Henri**), Directeur de l'Observatoire, Rio de Janeiro (Brésil).

**MORIZOT**, Chargé de Cours, au Lycée de Chaumont (Haute-Marne).

**MOUCHEL** (**Charles**), Professeur de Sciences, 18, rue des Trois-Cornets, à Elbeuf (Seine-Inférieure).

**MOULIN** (**Honoré**), Chef d'escadron d'Artillerie, Major à l'École Polytechnique, 21, rue Descartes, Paris, 5e.

**MOULIN** (**Marcel**), Maître de Conférences de Chronométrie, Faculté des Sciences, à Besançon (Doubs).

**MOULINIER** (Mme **Georges**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 31, rue Émile-Fourcand, à Bordeaux (Gironde).

**MOUNEYRAT** (**Antoine**), Docteur ès sciences, Docteur en Médecine, 20, rue Godot-de-Mauroy, Paris, 9e.

**MOURET**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, 22, rue Chifflet, à Besançon (Doubs).

**MOUSSELIUS** (**Maximilien**), r. Boulwarnaia, maison Sokolowski, à Tsarskoë Selo (Russie).

**MOUTON** (**Henri**), Docteur ès sciences, Attaché à l'Institut Pasteur, 42, rue Mathurin-Régnier, Paris, 15e.

**MUHLL** (**K. von der**), Professeur ordinaire de Physique mathématique à l'Université de Bâle (Suisse).

**MUIRHEAD** (Dr **Alexandre**), F. C. S., The Lodge, Sportlands, Kent (Angleterre).

**MULDER** (**A.-G.-M.**), Professeur de Physique, Kerskstraat, Oudenbosch (Hollande).

**MULLER** (**Frédéric**), Assistant de l'Institut Polytechnique au Laboratoire de Physique de l'Institut Polytechnique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**MULLER** (**Paul-Michel**), 34, faubourg de Lyon, à Belfort (Territoire de Belfort).

**MULLER** (**P.-Th.**), Professeur à l'Université, 31, rue Victor-Hugo, Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**MURAT** (**I. St.**), Directeur de l'Institut du Service central des Poids et Mesures de Roumanie, 28, rue Romano, à Bucarest (Roumanie).

**MUYNCK** (**René de**), Professeur à l'Université de Louvain (Belgique).

**MYCHKINE**, Professeur de Physique à l'Institut agronomique de Novo Alexandria (Russie).

**NACHET** (**Albert**), Constructeur d'instruments de précision, 17, rue Saint-Séverin, Paris, 5e.

**NACHET** (**Camille**), Constructeur d'instruments d'Optique, 7, rue des Gravilliers, Paris, 3e.

**NAGAOKA** (**H.**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique à l'Université de Tokio (Japon).

MM.

**NAMBA MASSASHI**, Professeur à l'Université de Kioto (Japon).

**NARDROFF (Ernest-R. von)**, E. M. D. Sc., Head of Science Department Erasmushall High School, 397, Madison St., Brooklyn, N. Y. (États-Unis).

**NATANSON (Ladislas)**, Membre de l'Académie des Sciences de Cracovie, Professeur à l'Université, 3, rue Studencka, à Cracovie (Autriche).

**NÉCULCEA (Eugène)**, Dr ès Sciences (Sorbonne), Directeur général des Douanes, Ministère des Finances, à Bucarest (Roumanie).

**NÉEL (Auguste-Jean-Marie)**, Ingénieur de la Cie normande de Gaz, Électricité et Eau, route de Pont-l'Évêque, à Trouville (Calvados).

**NEGRO (Carlo)**, Professeur, Collegio S. Luigi, à Bologne (Italie).

**NÉLIOUBOFF (Valérien)**, Préparateur à l'Institut technologique de Saint-Pétersbourg (Russie).

**NERNST (W.)**, Dr Professeur à l'Université, Berlin W. 35, am Karlsbad, 26, a. (Allemagne).

**NERVILLE (de)**, Ingénieur des Télégraphes, 59, rue de Ponthieu, Paris, 8e.

**NEU (Lucien)**, ancien Élève de l'École Polytechnique, Ingénieur-Conseil, 94, rue du Ranelagh, Paris, 16e.

**NEVEU (Raoul)**, Constructeur d'instruments de Physique, 35, rue de la Montagne-Sainte-Geneviève, Paris, 5e.

**NICHOLSON (Harry)**, Profr, 9 Leghoon Rd, Plumstead, Londres (Angleterre).

**NICOLAIEVE (Wladimir de)**, Général-Major d'Artillerie, professeur à l'École militaire Paul, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**NICOLAS (Eugène)**, Professeur de Sciences, 2, Rempart Saint-Thiébault, à Metz (Lorraine).

**NICOLLE (Abel)**, Ingénieur de la Marine, à l'Arsenal de Marine, à Saïgon (Indo-Chine).

**NICOLLIER (Marius)**, Professeur, Docteur ès sciences, 20, rue de la Gare, à Montreux (Suisse).

**NIEWENGLOWSKI (Dr G.-H.)**, Profr au Lycée Carnot, Le Kram (Tunisie).

**NIPHER (Francis-E.)**, Professor of Physics, Washington University Saint-Louis, Missouri (États-Unis).

**NODON (Albert)**, Ingénieur-Conseil, 12, rue de Moulis, à Bordeaux (Gironde).

**NOGIER (Dr Th.)**, Professeur agrégé de la Faculté de Médecine, 11, rue de la Charité, à Lyon (Rhône).

**NOGUES (Henri)**, Licencié ès sciences mathématiques et physiques, Délégué de Phy ique au Lycée, 3, rue Racine, à Angers (Maine-et-Loire).

**NOIREL**, Capitaine commandant au 18e Régiment d'Artillerie, à Toulouse (Haute-Garonne).

**NORDMANN (Ch.)**, Docteur ès sciences, Attaché à l'Observatoire de Paris, 18, rue des Feuillantines, Paris, 5e.

**NORDMEYER (Paul)**, Dr assistant au Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique, Bielefeld, Victoria St., 22, à Aix-la-Chapelle (Allemagne).

**NOVAK (Vladimir)**, Ph. Dr, Professeur à l'Ecole Polytechnique tchèque, 9 Augustynska ul Bruo Brünn, Moravie-Autriche.

**NUGUES (Émile)**, Ingénieur, rue Émile-Deschamps, à Versailles (S.-et-O.).

MM.

**OBEAR** (**George-Barrow**), Physics candidate for Ph. D. Member of Segma Xi, Master of Science, Member American Academy Society, Member American ass. for adv. Sci., Instructor in Mathematics at the University, Brown University, Providence, Rhode Island (États-Unis).

**ODELL** (**William**), Tere Vook, English Lane, Pyrfond New Woking (Angleterre).

**OFFRET** (**Albert**), Professeur de Minéralogie à l'Université, Villa Sans-Souci, 53, chemin des Pins, à Lyon (Rhône).

**OGIER** (**Jules**), Membre du Comité consultatif d'Hygiène publique, Chef du Laboratoire de Toxicologie à la Préfecture de police, 7, cité Vaneau, Paris, 7e.

**OLLIVE** (**Samuel-Frédéric**), Profr au Prytanée militaire, La Flèche (Sarthe).

**OLLIVIER** (**A.**), Ingénieur civil, 5, rue Littré, Paris, 6e.

**OLLIVIER** (**Hélouïs**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille (Nord).

**OMER DE BAST**, Ingénieur Sous-Directeur de l'Institut Montefiore, 20, rue César-Franck, à Liége (Belgique).

**ONDE**, Professeur au Lycée Henri IV, 41, rue Claude-Bernard, Paris, 5e.

**ORETRAND** (**Charles-Edwin van**), Assistant Physicist, U. S. Geological Survey, Washington D. C. (États-Unis).

**OSMOND** (**Floris**), Ingénieur civil, 7, rue de l'Ermitage, à St-Leu (S.-et-O.).

**OSTROMECKI** (**Alexandre**), Attaché au Laboratoire des recherches de l'Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse).

**OUDIN** (Dr), 12, rue de Belzunce, Paris, 16e.

**OUMOFF** (**Nicolas**), Professeur de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

**PAILLARD** (**Gaston**), Licencié ès sciences, 36, rue Voltaire, à Levallois-Perret (Seine).

**PAILLÉE** (**Raphaël**), Pharmacien de 1re classe, Membre de la Société chimique de Paris, à Arthon-en-Retz (Loire-Inférieure).

**PAILLOT** (**René**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 53, boulevard Montebello, à Lille (Nord).

**PAINLEVÉ** (**Paul**), Membre de l'Institut, 5, rue Séguier, Paris, 6e.

**PALMADE**, 2, rue Baumes, à Montpellier (Hérault).

**PALMADE** (**F.**), Chef de bataillon du Génie, Chef du Génie à Bourges (Cher).

**PANKIN** (Capitaine **Alexandre**), Professeur à l'Académie d'Artillerie, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**PAQUIER** (**Marc**), Constructeur mécanicien, 5, boulevard Sébastopol, Paris, 1er.

**PARKER** (**Franke-Herbert**), B. Sc. Lecturer in Physics, 72, Greenvale Road Eltham Kent (Angleterre).

**PASCAL** (**Paul**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 103, rue Barthélemy-Delespaul, à Lille (Nord).

**PASSA**, Professeur au Lycée de Nice (Alpes-Maritimes).

**PASTOURIAUX**, Préparateur à l'École Normale supérieure d'Enseignement primaire, à Saint-Cloud (Seine-et-Oise).

MM.

**PATENT OFFICE LIBRARY**, à Londres, 25, Southampton Buildings, W. C. (Angleterre).

**PATTE (Lucien)**, Professeur au Lycée Charlemagne, 31, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**PAULIDÈS (Démosthènes)**, Docteur en Médecine.

**PAYRARD (Henri)**, Proviseur du Lycée de Reims (Marne).

**PEIGNEY (Pierre)**, Élève à l'École centrale, 168, boulevard Saint-Germain, Paris, 6e.

**PEIRCE (B.-O.)**, Professeur de Mathématiques Harward College, Cambridge, Mass. (États-Unis).

**PÉLABON (H.)**, Chargé de Conférences de Chimie à la Faculté des Sciences de Lille (Nord).

**PELISSIER (Eugène)**, Maître de Conférences à l'Institut national agronomique, Profr à l'École coloniale, 88 *bis*, boulevard Latour-Maubourg, Paris, 7e.

**PELLET (Auguste-Claude-Éliacin)**, Professeur à la Faculté des Sciences, 77, boulevard Gergovia, à Clermont-Ferrand (Puy-de-Dôme).

**PELLIN (Philibert)**, Ingénieur des Arts et Manufactures, Constructeur d'instruments d'Optique et de précision, successeur de Jules Duboscq, 5, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

**PELLIN (Félix-Philibert)**, Ingénieur-constructeur, 46, avenue du Maine, Paris, 14e.

**PERCY (Phillips)**, Professor of Physics, Royal Veterinary College, 19, Ranelagh Rd, Wembley Middlesex, London (Angleterre).

**PÉRIDIER (Julien)**, Ingénieur des Arts et Manufactures, Villa des Galeries, Chemin du Fort Lamalgue, Mouillon-Toulon (Var).

**PERKINS (Henry-Augustin)**, Professeur de Physique Trinity College, 83 Gillet, St. Hartford, Connecticut (États-Unis).

**PEROT (Alfred)**, Professeur à l'École Polytechnique, Physicien à l'Observatoire d'Astronomie physique de Paris, Directeur honoraire du Laboratoire d'Essais, 16, avenue Bugeaud, Paris, 16e.

**PÉROUX (E.)**, Capitaine d'Infanterie de Marine en retraite, 11, rue des Canus, à Maisons-Laffitte (Seine-et-Oise).

**PERREAU**, Professeur à la Faculté des Sciences de Besançon, Bregille-Besançon (Doubs).

**PERRIER (Albert)**, Dr ès sciences, Natuurkundig Laboratorium, à Leiden (Hollande).

**PERRIER (Georges)**, Capitaine au 12e Régiment d'Artillerie, 10, avenue Marigny, à Vincennes (Seine).

**PERRIGOT (Marius)**, 6, chemin Saint-Maximin, à Lyon (Rhône).

**PERRIN (Jean)**, Professeur de Chimie physique à la Faculté des Sciences, 106, boulevard Kellermann, Paris, 13e.

**PESSEMESSE**, Professeur au Lycée, 15, rue de Lavalette, à Angoulême (Charente).

**PETIT (G.-E.)**, Ingénieur des Télégraphes, Chargé des Études relatives à la Télégraphie sans fil, 205, boulevard Raspail, Paris, 14e.

MM.

**PETIT** (**Paul**), Professeur au Lycée de Foix (Ariège).

**PETITEAU** (**Marcel**), Professeur au Lycée, 13, rue de Strasbourg, à Nantes (Loire-Inférieure).

**PETROVITCH** (**Michel**), Professeur à l'Université, 24, Kossantch Venac, à Belgrade (Serbie).

**PETROVITCH** (**Serge**), Général-Major, Professeur ordinaire à l'Académie d'Artillerie Michel, rue Sergievskaya, 42. Log. 10, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**PETROWSKY** (**Alexis**), Professeur à l'École des officiers torpilleurs marins, à Kronstadt (Russie).

**PFLÜGER** (**Alexandre**), D[r] Professeur à l'Université, 176, Coblenzerstrasse, à Bonn (Allemagne).

**PHASMANN** (**Augustin**), Maire de Saint-Mihiel (Meuse).

**PHILBERT**, ancien Receveur des Télégraphes, 58, rue d'Antrain, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**PHILIPPE** (**A.**), Professeur au Lycée, 11, rue Béranger, à Bourges (Cher).

**PHILIPPON** (**Paul**), Professeur au Lycée, 6, rue de Brest, à Quimper (Finistère).

**PHYSIKALISCHES INSTITUT DER GROSSHERZOGLICHE TECHNISCHEN HOCHSCHULE**, zu Darmstadt, 2, Hochschulstrasse, à Darmstadt (Allemagne).

**PICARD** (**Frédéric**), Docteur en Médecine, 11, rue Franklin, Paris, 16[e].

**PICHON**, Principal du Collège de Revel (Haute-Garonne).

**PICOU** (**R.-V.**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 41, rue Saint-Ferdinand, Paris, 17[e].

**PILLEUX**, Ingénieur électricien, villa d'Alésia, 5, 111 *bis*, 111 *ter*, rue d'Alésia, Paris, 14[e].

**PILLEUX** (**André**), Capitaine d'Artillerie, à la fabrique d'armes de Puteaux (Seine).

**PILLOT** (**Arthur**), Professeur au Lycée, 33, rue Grandville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**PIONCHON**, Chargé de Cours de Physique à la Faculté des Sciences de Dijon (Côte-d'Or).

**PIZZARELLO** (**Antonio**), Professeur de Physique au Lycée Macerata, Macerata (Italie).

**PLANER** (**Victor**), D[r] Ingénieur diplômé, Rathenwerstrasse, 23, à Berlin (Allemagne).

**PLANK** (D[r] **M.**), Professeur à l'Université Berlin Grunewald, Vangenheimstr. 21 (Allemagne).

**POCHETTINO** (**C.-Alfredo**), Professeur R. Universita, à Sassari (Sardaigne).

**POINCARÉ** (**Antoni**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées en retraite, 10, rue de Babylone, Paris, 7[e].

**POINCARÉ** (**Henri**), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 63, rue Claude-Bernard, Paris, 5[e].

MM.

**POINCARÉ** (**Lucien**), Directeur de l'Enseignement secondaire, 130, rue de Rennes, Paris, 6$^{e}$.

**POINTELIN**, Professeur de Physique au Lycée et à l'École de Médecine, 125, route de Paris, à Amiens (Somme).

**POLLARD** (**Jules**), Directeur du Génie maritime, 8, rue de Berri, Paris.

**POMEY** (**J.-B.**), Ingénieur des Télégraphes, 140, boulevard Raspail, Paris, 6$^{e}$.

**PONCHON**, Professeur au Lycée, 35, rue du Jeu-de-Paume, à Valence (Drome).

**PONSELLE** (**Georges**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 114, avenue de Wagram, Paris, 17$^{e}$.

**PONSOLLE** (**Léon**), Ingénieur électricien, ancien Élève de l'École des Arts et Métiers d'Angers, 30, boulevard de Saumur, à Angers (Maine-et-Loire).

**PONT**, Prof$^{r}$ au Lycée Hoche, 17, villa de la Reine, à Versailles (Seine-et-Oise).

**PONTIGGIA** (**Louis**), Ingénieur, Directeur de l'Association des Industries d'Italie, Foro Bonaparte, 61, à Milan (Italie).

**POPP** (**Victor**), ancien Administrateur-Directeur de la Compagnie des Horloges pneumatiques, 21, place de la Madeleine, Paris, 8$^{e}$.

**PORTER** (**Alfred-William**), B. Sc., Fellow and Assistant Prof$^{r}$ of Physics, University College, Gower St., Londres, W. C. (Angleterre).

**PORTER** (**B.-Albert**), Consultant and Importer, 1024 Lake Shore Drive, Evanston, Illinois (États-Unis).

**POSEJPAL** (**Venceslas**), Ph. D$^{r}$ Privat docent à l'Université tchèque de Prague, Kral Vinohrady, Moravska, 52 (Bohême).

**POSTEL-VINAY**, Ingénieur, 219, rue de Vaugirard, Paris, 15$^{e}$.

**POTTEVIN** (D$^{r}$), Secrétaire générale de l'Office international d'Hygiène publique, 11, rue Valentin-Haüy, Paris.

**POTTS** (**Louis-Maxwell**), Ph. D. (J. H. O.), Chief Engineer the Rowland Telegraphic C$^{o}$, 107, E. Lombard St., Baltimore (États-Unis).

**POURCEL**, Professeur au Lycée de Montauban (Tarn-et-Garonne).

**POUTEAUX**, Constructeur, 115, rue de la Préfecture, à Dijon (Côte-d'Or).

**POYNTING** (**John-Henry**), Professor of Physics, The University, Birmingham (Angleterre).

**POZZI-ESCOT** (**E.**), Professor, Ingeniero-Quimico, Ministerio de Fomente, Lima, Pérou (Amérique du Sud).

**PRADET** (**Antonin**), Professeur à l'École de Sorèze (Ain).

**PRÉAUBERT** (**F.**), Prof$^{r}$ honoraire, 23, rue Proust, à Angers (Maine-et-Loire).

**PRÉOBRAJENSKY** (**Pierre**), Bolchaia Grousinskaia, 10 A, à Moscou (Russie).

**PRÉSIDENT** (le) de la Société de Physique de Londres (Angleterre).

**PRÉSIDENT** (le) de la Société de Physique de Saint-Pétersbourg (Russie).

**PRETORIANO** (**Marin**), Professeur à l'École militaire de Craïova (Roumanie).

**PRÉVOST** (Baron **Henri**), 17, rue Alphonse-de-Neuville, Paris, 17$^{e}$.

**PRIEUR** (**Albert**), Industriel, 76, boulevard Malesherbes, Paris, 8$^{e}$.

**PROUMEN** (**Henri-Jacques**), Ingénieur, Professeur à l'École Industrielle de Bruxelles et à l'Institut Rachez, Directeur de l'École Industrielle de Hal, 18, chaussée de Forest, à Bruxelles (Belgique).

MM.

**PRYTZ** (**Peter-Kristian**), Professeur de Physique à l'École Polytechnique, Upsalagade, 18, à Copenhague V. (Danemark).

**PRZIBRAM** (**Karl**), Dr Privat-docent de Physique à l'Université, Partering 18, à Vienne I (Autriche).

**PUCCIANTI** (**Luigi**), Professor al R. Istitute di Studi superiori, Pratici e di Perfezionamente, à Firenze (Italie).

**PUPIN**, Docteur en Médecine, 27, quai de la Tournelle, Paris, 5e.

**QUESNEVILLE** (Dr), Directeur du *Moniteur scientifique*, 12, rue de Buci, Paris, 6e.

**RADAKOVIC** (**Michael**), Dr Professeur de Physique théorique à l'Université de Czernowitz (Autriche).

**RAGOUGNOT** (**L.**), Chargé de Cours au Lycée de Rodez (Aveyron).

**RAMEAU** (l'abbé), Professeur de Physique à l'Institution Saint-Cyr, à Nevers (Nièvre).

**RANQUE** (**Paul**), Docteur en Médecine, 13, rue Champollion, Paris, 5e.

**RAPS** (**Auguste**), Professeur, Docteur ès sciences, Directeur de la maison Siemens Halske, Ulmen Alle, 14, Berlin W. (Allemagne).

**RAU** (**Louis**), Administrateur délégué de la Compagnie Continentale Edison, 7, rue Montchanin, Paris, 17e.

**RAVEAU** (**Camille**), 61, boulevard Sébastopol, Paris, 1er.

**RAY** (**Jagadindu**), Professor of Physics, National Council of Education Bengal, 92, Upper Circular Road, à Calcutta (Indes anglaises).

**RAYLEIGH** (**Lord**), F. R. S., Correspondant de l'Institut, Professeur à l'Institution royale, Terling Place, à Witham, Essex (Angleterre).

**RAYMOND** (**Eugène**), Ingénieur principal de la Compagnie des Messageries maritimes, à la Ciotat (Bouches-du-Rhône).

**REBOUL** (**Georges**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences, 22, rue Grandville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**RECHNIEWSKI** (**W.-C.**), Ingénieur électricien, 1, avenue de l'Alma, Paris, 8e.

**RÉGNARD** (**Dr P.**), Membre de l'Académie de Médecine, Directeur de l'Institut agronomique, 195, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**REGNIER** (**Joseph**), Constructeur d'instruments de Physique et de Chimie, 10, rue Victor-Cousin, Paris, 5e.

**REICHENHEIM** (**O.**), Freiwilliger Mitarbeiter bei der Physikalisch Technischen Reichsanstalt Kurfürstendamm, 26a, à Berlin W. (Allemagne).

**REMY** (**Léon-Émile**), Professeur au Lycée, 5, rue Émile-Sauvat, à Rennes (Ille-et-Vilaine).

**REMY-ROUX**, Docteur en Médecine, 9, rue Sainte-Catherine, à Avignon (Vaucluse).

**RENAULT** (**Albert**), Chimiste, 13, rue Paul-Louis-Courier, Paris, 7e.

**REUFFLET**, Profr à l'École Turgot, 8, boulevard de la Bastille, Paris, 12e.

**REVOY** (**P.**), Profr au Lycée, 8, rue Michel-Ange, à Nice (Alpes-Maritimes).

MM.

**REY PAILHADE** (**J. de**), Ingénieur civil des Mines, 18, rue Saint-Jacques, à Toulouse (Haute-Garonne).

**RIBAN** (**Joseph**), Professeur honoraire à la Faculté des Sciences et à l'École nationale des Beaux-Arts, 85, rue d'Assas, Paris, 6e.

**RIBIÈRE** (**Charles**), Inspecteur général des Ponts et Chaussées, Directeur du service des Phares, 1, rue Edmond-About, Paris, 16e.

**RICARD** (**Dr E.**), Chirurgien de l'Hôpital, 6, impasse Voltaire, à Agen (Lot-et-Garonne).

**RICHARD** (**Jules**), Ingénieur-Constructeur, 25, rue Mélingue, Paris, 19e.

**RICHARD** (**Pierre-Joseph**), Lieutenant du Génie, démissionnaire, actuaire de la *Prévoyance*, 5, rue Hégésippe-Moreau, Paris, 18e.

**RICHARDS** (**Horace-Clark**), Docteur Assistant Professor of Physics Randel Morgan Laboratory, University of Pennsylvania, Philadelphia Pa. (États-Unis).

**RICHARDSON** (**Owen-Williams**), Docteur ès sciences, Trinity College, Cambridge (Angleterre).

**RICHET** (**Ch.**), Professeur à la Faculté de Médecine, 15, rue de l'Université, Paris, 7e.

**RICORDEAU** (**Maurice-Charles-Louis**), Concessionnaire, Propriétaire du Secteur électrique, 20, boulevard Lenoir-Dufresne, à Alençon (Orne).

**RIEFFEL** (**A.**), à Agay, par Saint-Raphaël (Var).

**RIGOLLOT** (**Henri**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, Directeur de l'École Centrale Lyonnaise, 16, rue Chevreul, à Lyon (Rhône).

**RIMATTEI** (**Frédéric**), Préparateur à la Faculté des Sciences de Marseille (Bouches-du-Rhône).

**RISSER** (**Mlle**), Professeur à l'École Jules-Ferry, à Tunis (Tunisie).

**RIVIÈRE** (**Charles**), Profr au Lycée Saint-Louis, 30, rue Gay-Lussac, Paris, 5e.

**RIVIÈRE**, Docteur en Médecine, 25, rue des Mathurins, Paris, 9e.

**RIZZO** (**G.-B.**), Professeur ordinaire de l'Université, Directeur de l'Observatoire de Messine (Italie).

**ROBERT** (**Alexandre-Charlemagne**), Ingénieur civil E. C. P., 11, rue Andrieu, Paris, 8e

**ROBERT** (**Charles-Marie**), Professeur au Lycée Gambetta, 6, rue de l'Hôtel-de-Ville, à Cahors (Lot).

**ROBERT-LACROIX**, Élève à l'École Centrale, rue du Mans, à Conlie (Sarthe).

**ROCHEFORT** (**Octave**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 125, boulevard de Grenelle, Paris, 15e.

**RODALLEC**, Professeur au Collège de Morlaix (Finistère).

**RODDE** (**Léon**), 107, rua do Ouvidor, à Rio de Janeiro (Brésil).

**RODOCANACHI** (**Emmanuel**), 54, rue de Lisbonne, Paris, 8e.

**ROGER** (**Albert**), rue Croix-de-Bussy, à Épernay (Marne).

**ROGER** (**Ernest**), Constructeur d'instruments de précision pour les Sciences et l'Industrie (ateliers Ducretet), 28, rue Saint-Sulpice, Paris, 6e.

**ROGER** (**Louis**), Professeur à l'École Normale de la Gironde, Saint-André-de-Cubzac (Gironde).

**ROGOVSKY** (**Eugène**), Professeur à l'Université de Kharkow (Russie).

MM.

**ROGOW** (**Moissej**), 56, rue Zacharjewskajà, Minsk (Gouv[t] Russie).

**ROHAN-CHABOT** (**Jehan de**), 2, avenue Bosquet, Paris, 7[e].

**ROJDESTVENSKY** (**Dmitri**), Wassili Ostrov, 3, Ligne 36, Log. 3, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**ROLHMUND** (**Vicktor**), Professeur de Chimie physique à l'Université allemande de Prague (Autriche).

**ROLLAND** (**Étienne**), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 45, rue de Boulainvilliers, Paris, 16[e].

**ROLLET DE L'ISLE**, Ingénieur hydrographe, 33, rue du Sommerard, Paris, 5[e].

**ROMANN** (**René-Armand**), Licencié ès sciences, Préparateur d'Électrochimie à l'Institut chimique, 1, rue Grandville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**ROMILLY** (**Paul Worms de**), Inspecteur général des Mines en retraite, 14, quai de Passy, Paris, 16[e].

**ROPIQUET**, Pharmacien, rue Jules-Barni, à Amiens (Somme).

**ROQUES** (D[r] **C.**), Aide de clinique électrothérapique à la Faculté de Médecine, 94, cours d'Alsace-Lorraine, à Bordeaux (Gironde).

**ROSA** (**Edward-Bennett**), Physicist Bureau of Standards, Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**ROSENSTIEHL**, Professeur au Conservatoire des Arts et Métiers, 171, route de Saint-Leu, à Enghien (Seine-et-Oise).

**ROSING** (**Boris**), Docent à l'Institut technologique, Jamkaja 32, Log 9, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**ROSSELET** (**Alfred**), D[r] ès sciences, assistant de Physique à l'Université, Belle-Combe, Route Caroline, à Lausanne (Suisse).

**ROSSET** (**Georges**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 4, rue Alboni, Paris, 16[e].

**ROSSI** (**Paoli**), Docteur en Physique, adjoint à l'Istituto fisico della Università di Napoli (Italie).

**ROTHÉ** (**Edmond**), Professeur adjoint à la Faculté des Sciences, 21, rue Malzéville, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**ROTHMUND** (**Victor**), Professeur de Chimie physique à l'Université allemande de Prague (Autriche).

**ROTHSCHILD** (baron **Edmond de**), 41, rue du Faubourg-Saint-Honoré, Paris, 8[e].

**ROUBAULT**, Professeur au Lycée Lakanal, 18, avenue du Petit-Chambord, à Bourg-la-Reine (Seine).

**ROUBAULT**, Professeur au Collège de Sedan (Ardennes).

**ROUDET** (**L.**), Professeur au Lycée de Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**ROUMAILLAC**, Docteur en Médecine, à Captieux (Gironde).

**ROUSSELET**, Proviseur du Lycée de Saint-Étienne (Loire).

**ROUSSELOT** (l'abbé), Professeur à l'Institut catholique, 74, rue de Vaugirard, Paris, 6[e].

**ROUTIN** (**Joseph-Louis**), Ingénieur-Expert, ancien Élève de l'École Polytechnique, 6, rue Auguste-Comte, à Lyon (Rhône).

MM.

**ROUX** (**Gaston**), Ingénieur-Conseil, Directeur du Bureau de Contrôle des installations électriques, 12, rue Hippolyte-Lebas, Paris, 9e.

**ROY**, Industriel, 244, rue de Rivoli, Paris, 1er.

**ROY** (**Georges-Eugène**), Chef des Travaux de Physique à la Faculté des Sciences, 4, rue Pierre-Curie, à Dijon (Côte-d'Or).

**ROYCOURT** (**Eugène**), Constructeur électricien, successeur de M. Bonetti. 69, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

**ROYCOURT** (**Henri**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 71, avenue d'Orléans, Paris, 14e.

**ROZET** (Mlle **Thérèse**), Professeur au Lycée de jeunes filles, 53, rue de Saint-Quentin, Le Havre (Seine-Inférieure).

**ROZIER** (**F.**), Docteur en Médecine, 12, rue de Buci, Paris, 6e.

**RUBENS** (Dr **Heinrich**), Professeur à l'Université de Berlin (Allemagne).

**RUSCH** (**Franz**), Dr ès sciences, Ingénieur électricien, Culmann str., 53. à Zurich 10 (Suisse).

**RUSSENBERGER**, Dr ès sciences, 48, rue Mathurin-Regnier, Paris, 15e.

**RYKATCHEFF** (**Général**), Directeur de l'Observatoire physique central Nicolas, Wassiliewski Ostrow, 33, ligne n° 2, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**RYSSELBERGHE** (**François van**), Docteur ès sciences, Professeur à l'Athénée de Saint-Gilles-Bruxelles, 20, rue Henri-Wafelaerts, Saint-Gilles-Bruxelles (Belgique).

**SABATIER-PLANTIER** (**Maurice de**), Professeur au Collège Sadiki, à Tunis (Tunisie).

**SACERDOTE** (**Paul**), Dr ès sciences, Professeur au Collège Chaptal, 3. rue Danton, Paris, 6e.

**SACRED HEART COLLEGE**, à Shembaganur, Madura-District (Indes anglaises).

**SADOWSKY** (**Alexandre**), Professeur de Physique à l'Université impériale, (de Juriew) (Russie).

**SAGNAC** (**Georges**), Chargé de Cours à la Faculté des Sciences, 12, rue Cuvier, Paris, 5e.

**SAÏD** (**D. Mehmeh**), Ingénieur attaché technique à l'ambassade de Turquie, Paris.

**SAINDERICHIN**, Ingénieur, 47, rue Alexandre III, à Dunkerque (Nord).

**SAINTE-CLAIRE DEVILLE** (**Émile**), Ingénieur à la Société du Gaz de Paris, 73, rue Berthier, Paris, 17e.

**SAINT-CYR** (**Auguste**), Professeur au Lycée Ampère, 145, avenue de Saxe, à Lyon (Rhône).

**SAINTIGNON** (**F. de**), Maître de forges à Longwy (Meurthe-et-Moselle).

**SAINT-JOHN** (**Charles-Edward**), Professor of Physics, Oberlin College, 125, Elm St., Oberlin, Ohio (États-Unis).

**SALADIN** (**Édouard**), Ingénieur civil des Mines, Ingénieur principal attaché à la Direction des Établissements Schneider et Cie, 42, rue d'Anjou, Paris, 8e.

**SALET** (**P.**), Attaché à l'Observatoire de Paris, 120, boul. St-Germain, Paris, 6e.

MM.

**SALLES** (**Adolphe**), 1, rue Rabelais, Paris, 8ᵉ.

**SALLES** (**Édouard**), 17, boulevard des Batignolles, Paris, 8ᵉ.

**SALMON**, Professeur au Lycée, 27, rue Louis-Laget, à Nimes (Gard).

**SALTYKOW** (**N.-N.**), Professeur de Mécanique théorique à l'Université impériale, Mironocytzkaia ploschad, 16, à Charkow (Russie).

**SALVAING** (**Félix**), Professeur au Collège, 11, rue de Sorèze, à Revel (Haute-Garonne).

**SALVIONI** (**Enrico**), Professeur à l'Université, Institut de Physique de l'Université de Pavie (Italie).

**SANDOZ** (**Albert**), Préparateur des Travaux pratiques de Physique à la Faculté de Médecine, 5, rue de la Santé, Paris, 13ᵉ.

**SANTAIS** (l'abbé). Vicaire à Saint-Romain, 33, rue Bouquet, à Rouen (Seine-Inférieure).

**SANTERRE**, 23, quai d'Orsay, Paris, 7ᵉ.

**SAPHORES** (**Jean**), Sous-Chef de Travaux pratiques à l'École de Physique et de Chimie, 28, avenue des Gobelins, Paris, 15ᵉ.

**SARASIN** (**E.**), Docteur ès sciences, Grand Saconnex, à Genève (Suisse).

**SARAZIN**, Professeur à l'École des Arts et Métiers et à l'École de Médecine, 22, rue Paul-Bert, à Angers (Maine-et-Loire).

**SARDING** (**Jean-Marie-Auguste**), Préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Toulouse (Haute-Garonne).

**SARRAN** (**E.**), Professeur au Lycée, 40, cours Pasteur, à Bordeaux (Gironde).

**SAUVAGE** (**E.**), Postes et Télégraphes, au Cap Saint-Jacques (Cochinchine).

**SAWTELLE** (**William-Otis**), of Formaly Instructor in Physics Massachusetts Institute of Technology, 4, Mercer Circle, Cambridge, Mass. (États-Unis).

**SCARPA** (**Oscar**), Docteur ès sciences physiques, Professore di Electrochimica nella R. Scuola Sup. Politecnica, e Professore di Chimica fisica nella R. Universita R. di Napoli (Italie).

**SCHAFFERS** (R. P. **Victor**), S. J., Docteur ès sciences physiques et mathématiques, Professeur au Collège de la Compagnie de Jésus, 11, rue des Récollets, à Louvain (Belgique).

**SCHEUER** (**Otto**), Dʳ ès sciences à l'École de Chimie de Genève (Suisse).

**SCHIDLOF**, Docteur ès sciences, Assistant au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève (Suisse).

**SCHIFFERS** (**Henri**), Ingénieur, 8, rue Dartois, à Liége (Belgique).

**SCHILLER** (**Nicolas**), Professeur émérite, Membre du Conseil ministériel de l'Instruction publique, Aptekavsky pereouloque 6, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**SCHLUMBERGER** (**Conrad**), Ingénieur des Mines, Professeur à l'École des Mines, 7, rue Las-Cazes, Paris, 7ᵉ.

**SCHMID** (**Ch.**), Mécanicien-Constructeur, à Bar-le-Duc (Meuse).

**SCHMID** (**Walther**), Licencié ès sciences mathématiques, Dʳ ès sciences, Physicien de Brown Boveri et Cⁱᵉ, Obere Gasser, Baden (Suisse).

**SCHOOP** (**Max-Ulrich**), Ingénieur électrochimiste, 130, rue Henri-Litolff, à Bois-Colombes (Seine).

MM.

**SCHOTT** (**G.-Adolphe**), Chargé de Cours à l'University College of Wales, à Aberystwyth (Angleterre). 38, Portland Street.

**SCHULHOF** (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles de Poitiers (Vienne).

**SCHÜRR** (J.), Dr ès sciences, Profr au Lycée, 19, rue Cassin, à Sens (Yonne).

**SCHUSTER** (Mlle), Profr au Collège de jeunes filles de Périgueux (Dordogne).

**SCHWEILDER** (**Egon Ritter von**), Dr Phil., Professeur à l'Université, Turkenstrasse, 3, Vienne IX (Autriche).

**SCHWEITZER** (**Alfred**), Dr Ph. Professeur honoraire à l'École Polytechnique, Wilfridstrub,. à Zurich (Suisse).

**SCHWŒRER** (**Émile**), Ingénieur, ancien Préparateur de Hirn, 12, rue Schlumberger, à Colmar (Alsace).

**SCIAMA**, Ingénieur civil des Mines, Directeur de la Maison Breguet, 15, rue Bizet, Paris, 16e.

**SCOBELZINE** (**Wladimir**), Professeur au Polytechnicum, Sosnowka, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**SEBERT** (le Général), Membre de l'Institut, 14, rue Brémontier, Paris, 17e.

**SECRETAN** (**G.**), Ingénieur opticien, 11, Chaussée-d'Antin, Paris, 9e.

**SEDZIAK** (**François**), Ingénr électricien, Directeur de Dours Draft Boiler and Machine Ce, 23d Corner of Papin street, à Saint-Louis, Missouri (États-Unis).

**SEE** (**Thomas-Jefferson-Jackson**), A. M. Ph. D. Bexol, Professor Mathematics U. S. Navy, Naval Observatory, Mare Island, California (États-Unis).

**SÉE** (**Alexandre**), ancien Élève de l'École Polytechnique, 62, rue Brûle-Maison, à Lille (Nord).

**SEIGNIER** (**Pierre**), Professeur au Collège de Meaux (Seine-et-Marne).

**SELBY** (**Arthur-L.**), Professor of Physics, University College of South Wales, 3, Palace Road, Llandaff, Cardiff (Angleterre).

**SELIGMANN-LUI**, Inspr général des Télégraphes, 78, rue Mozart, Paris, 16e.

**SELIGMANN** (**Max**), Professeur de Physique à l'Athénée Royal, 61, rue de la Culture, à Bruxelles (Belgique).

**SENATORE** (**Vincenzo**), Professor di Fisica al R. Liceo di Monteleone Calabro, à Catanzaro (Italie).

**SENTIS**, Professeur au Lycée, 17, boulevard de Bonne, à Grenoble (Isère).

**SERRÉ-GUINO**, Examinateur honoraire à l'École de Saint-Cyr, 114, rue du Bac, Paris, 7e.

**SERRES** (**Adalbert**), Professeur au Lycée, 96, rue Émile-Fourcaud, à Bordeaux (Gironde).

**SERVANT** (**Joseph**), Profr au Lycée, 4, Clos René, Montpellier (Hérault).

**SEXTON** (**Frederick-Pearke**), « Warwick Lodge » Hampton Wick, Kingston-on-Thames (Angleterre).

**SÈVE**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Caen (Calvados).

**SHORTER** (**Lewis-R.**), B. Sc. de l'Université de Londres, 55, Campden Hill Road, Kensington, London W. (Angleterre).

**SICAULT** (**Paul**), Ingénieur, 5, avenue Léonie, à Saint-Cloud (Seine).

**SIEGLER**, Ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, Ingénieur en chef de la voie des Chemins de fer de l'Est, 48, rue Saint-Lazare, Paris, 9e.

MM.

**SIEGLER (Jean)**, Ingr au corps des Mines, 19, rue du Colisée, Paris, 8e.

**SIERTSEMA (L.-Hendrik)**, Dr Professeur de Physique à la « Technische Hoogeschool », Oude Delft, 36, à Delft (Hollande).

**SIGALAS (Dr C.)**, Professeur de Physique à la Faculté de Médecine et de Pharmacie, 67, rue de la Teste, à Bordeaux (Gironde).

**SIMON (L.-J.)**. Sous-Directeur du Laboratoire de Chimie à l'École Normale supérieure, 28, rue Vauquelin, Paris, 5e.

**SIMONIN**, Professeur au Lycée d'Évreux (Eure).

**SIRVENT**, Professeur au Lycée Saint-Louis, 73, rue de Rennes, Paris, 6e.

**SISSINGH (R.)**, Docteur, Professeur à l'Université, Oosterpark, 79, à Amsterdam (Hollande).

**SKOTTOWE (A.-B.)**, Directeur de l'Eastern Extension Telegraph Co, à Hong-Kong (Chine).

**SMAGGHE (Joseph-Louis)**, Professeur de Physique à l'Institution du Sacré-Cœur, à Tourcoing (Nord).

**SMITH (Reginald-Thomas)**, Ba. Wh. Sc. Head of Mathematical Department, Woolwich Polytechnic, Woolwich (Angleterre).

**SMOLUCHOWSKI DE SMOLAN** (le Chevalier **M.**), Docteur ès sciences, Profr à l'Université Leopole, Dluglosza, 8, Lemberg (Autriche).

**SOCIEDAD DE INGENIEROS**, Apatardo 1133, à Lima (Pérou).

**SOCIETA D'INCORAGGIAMENTO D'ARTI E MESTIERI**, 18, via S. Marta, Milan (Italie).

**SOISSON (Guillaume)**, Profr de Physique à l'École industrielle et commerciale, 6, rue Gœthe, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

**SOKOLOW (Alexis)**, Profr de Physique à l'Université de Moscou (Russie).

**SOLDATENCOW (Basile)**, Lieutenant de la Marine impériale russe, Attaché à l'Ambassade impériale de Russie à Rome, 37, rue La Pérouse, Paris, 16e.

**SOLVAY (Ernest)**, Industel, 43, rue des Champs-Élysées, à Bruxelles (Belgique).

**SORBIER (J.)**, Professeur au Collège de Bône (Algérie).

**SORET (Adrien)**, Professeur au Lycée, 11, rue Edmond-Morin, au Havre (Seine-Inférieure).

**SOURY (Maurice)**, Professeur au Lycée de Cherbourg (Manche).

**SOYER (Auguste)**, Agrégé, Professeur au Lycée de Saint-Étienne (Loire).

**SPARRE** (le Comte **Magnus-Louis-Marie de**), Doyen de la Faculté catholique des Sciences, 7, avenue de l'Archevêché, à Lyon (Rhône).

**SPRING (W. V.)**, Membre de l'Académie Royale, Professeur à l'Université, 38, rue Beckmann, à Liége (Belgique).

**STACKELBERG** (baron **Édouard de**), Reval Dom Ritterhaus (Russie).

**STANOÏEVITCH**, Professeur à l'Université de Belgrade (Serbie).

**STAPFER (Daniel)**, Ingénieur, boulevard de la Mayor, à Marseille (Bouches-du-Rhône).

**STCHEGLAYEFF**, Assistant au Laboratoire de Physique de l'Institut Polytechnique, Institut Polytechnique Lesnoï, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**STEARNS (Herman-D.)**, Professor of Physics, 1121 Bryant, St. Palo Alto, California (États-Unis).

MM.

**STEFANELLI (Pietro)**, Dr Professeur au Lycée Galatina (Italie)

**STEINMANN (Émile)**, Dr ès sciences, Professeur, 1, rue du Belvédère, à Genève (Suisse).

**STEPANOFF (A.)**, ancien Professeur de Physique, Lesnoï, Kropotkinskaïa, nº 4, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**STEVENS (James-Stacy)**, M. S., Professor of Physics of Maine Dean filter College of Arts and Sciences, Orono, Maine (États-Unis).

**STIASSNIE (Maurice)**, Opticien, 204, boulevard Raspail, Paris, 14e.

**STIRBEY (Prince G. de)**, Darmanesti, Sud Bacau (Roumanie).

**STREET (Charles)**, Ingénieur des Arts et Manufactures, 3, rue Legendre, Paris, 17e.

**STROUHAL (Vincent)**, Docteur Ph., Professeur à l'Université de Bohême, Conseiller à la Cour, Clementinum, Institut de Physique, Prague (Bohême).

**STSCHEGLAYEF (Woldemar)**, Professeur de Physique à la Haute-École technique de Moscou (Russie).

**STUTZ (Émile-Henri)**, Lieutenant de vaisseau, 57, rue Picot, à Toulon (Var).

**SULZER (E.-C.)**, Docteur en Médecine, 22, rue de Tocqueville, Paris, 17e.

**SWINTON (Alan-A.-Campbell)**, Ingénieur, 66, Victoria Street Westminster, Londres (Angleterre).

**SUZOR (Georges-W.)**, Ingénieur, 80, Settlement, à Yokohama (Japon).

**SWYNGEDAUW (R.)**, Professeur de Physique et d'Électricité industrielle à la Faculté des Sciences, 1, rue des Fleurs, à Lille (Nord).

**SYRMEN (Louis-Pierre)**, Professeur au Collège de Sarlat (Dordogne).

**SZARVADY**, Ingénieur des Arts et Manufactures, Répétiteur à l'École Centrale, 4, rue Théodule-Ribot, Paris.

**SZARVASSI (Arthur)**, Dr Privat docent et adjoint Deutsche Technische Hochschule, à Brünn (Autriche).

**TAILLEFER (André)**, ancien Élève de l'École Polytechnique, Avocat à la Cour de Paris, 215 *bis*, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

**TALLQVIST (Axel-Henrich-Hjalmar)**, Professeur de Physique à l'Université, Parkgatan, 7, B., à Helsingfors (Finlande).

**TAMARU (Takurô)**, Professeur adjoint à l'Université, Collège des Sciences, Université de Tôkyô (Japon).

**TANGL (Charles)**, Professeur à l'Université, Monostori ut 72, à Kolozvar (Hongrie).

**TARRADE**, Attaché au Bureau international des Poids et Mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres (Seine-et-Oise).

**TEISSERENC DE BORT (Léon)**, Directeur de l'Observatoire de Météorologie dynamique, 33, rue Dumont-d'Urville, Paris, 16e.

**TEISSIER**, Professeur à l'École Colbert, 60, boul. de Clichy, Paris, 18e.

**TÉLÉGRAPHIE MILITAIRE (Dépôt central de la)**, 51, boulevard de La Tour-Maubourg, Paris, 7e.

**TERADA (Torahiko)**, Professeur au Collège des Sciences, de Tokio à l'Ambassade du Japon, 7, avenue Hoche, Paris.

MM.

**TERMIER** (**P.**), Membre de l'Institut, Professeur à l'École nationale des Mines, 164, rue de Vaugirard, Paris, 15ᵉ.

**TERRIER** (**Léon**), Professeur au Lycée, 10, route de Cossé, à Laval (Mayenne).

**THÉLIER** (**Marcel**), 9, avenue de Messine, Paris, 8ᵉ.

**THIESEN** (Dʳ **Max**), Professeur Physikalischen Technische Reichsanstalt, Charlottenburg-Berlin (Allemagne).

**THOMAS**, Professeur à l'École supérieure des Sciences d'Alger (Algérie).

**THOMPSON** (**Silvanus-P.**), Professeur à Finsbury Technical College, Morland, Chislett Road, West Hampstead, Londres N.-W. (Angleterre).

**THOMSON** (**J.-J.**), D. Sc., L. L. D., F. R. S. Fellow of Trinity college Cambridge, Cavendish professor of experimental Physics Cambridge and Professor of natural Philosophy at the Royal Institution, London, Holmleigh, West Road, Cambridge (Angleterre).

**THOUVENEL** (**N.**), Professeur au Lycée Charlemagne, 19, boulevard Morland, Paris, 4ᵉ.

**THOVERT**, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lyon (Rhône).

**THURNEYSSEN** (**J.**), ancien Élève de l'École Polytechnique, successeur de la maison Alvergniat-Chabaud, 58, rue Monsieur-le-Prince, Paris, 6ᵉ.

**TIAN** (**A.**), Agrégé de l'Université, Préparateur de Physique industrielle à la Faculté des Sciences, 32, rue Sᵗ-Savournin, Marseille (Bouches-du-Rhône).

**TIMIRIAZEFF**, Professeur à l'Université et à l'Académie agronomique de Moscou (Russie).

**TINARDON** (**Maurice**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, 26, avenue de la Grande-Armée, à Paris. 17ᵉ.

**TISSIER**. Professeur au Lycée Voltaire, 1, rue Mirbel, Paris, 5ᵉ.

**TISSOT** (**C.**), Lieutenant de vaisseau, Professeur de Physique à l'École Navale, à Brest (Finistère).

**TOMBECK**, Secrétaire de la Faculté des Sciences, à la Sorbonne, Paris, 5ᵉ.

**TOMMASINA** (**Thomas**), Docteur ès sciences, Membre de l'Institut national et de la Société de Physique de Genève, Villa Mon-Ermitage sur Champal, près Genève (Suisse).

**TONARELLI**, Proviseur du Lycée de Chambéry (Savoie).

**TONTA** (**Cav. Dottor Italo**), Medico Chirurgo Piazza Duomo Portici Settentˡⁱ 25 1° Pᵒ Nobile Milano (Italie).

**TORCHEBEUF** (**Ch.**), Ingénieur, boulevard Exelmans, Paris, 10ᵉ.

**TOTCHIDLOWSKY** (**Ignace**), Assistant de Physique à l'Université d'Odessa (Russie).

**TOUANNE** (**G. de la**), Ingénieur des Télégr., 80, rue Bonaparte, Paris, 6ᵉ.

**TOUDOROWSKY** (**Alexandre**), à l'Institut Polytechnique, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**TOUPOT** (**J.-E.**), Curé de Robert-Espagne (Meuse).

**TOUREN** (**Charles**), Profʳ au Collège Rollin, 56, rue Gay-Lussac, Paris, 5ᵉ.

**TOURRIOL** (**Jean**), Professeur au Lycée, 19, boulevard Gambetta, à Grenoble (Isère).

MM.

**TRABAREL**, Professeur de Physique au Collège de Perpignan (Pyrénées-Orientales).

**TRIPIER** (Dr **A.**), 8, rue de Castellane, Paris, 8e.

**TRIPIER**, Ingénieur électricien, 17, rue Alphonse-de-Neuville, Paris, 17e.

**TRIPPE** (**Paul**), Professeur au Lycée d'Alger (Algérie).

**TROOST**, Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 84, rue Bonaparte, Paris, 6e.

**TSAKALOTOS** (**Demétrius**), Dr Phil., Professeur agrégé de Chimie à l'Université, place de la Liberté, 10 A, à Athènes (Grèce).

**TSCHERNING** (Dr **Marius**), Directeur du Laboratoire d'Ophtalmologie à la Faculté des Sciences, 15, rue de Mézières, Paris, 6e.

**TSCHILAEFF** (**André**), Assistant à l'Institut technologique, Sergienskaia 81-19, à Saint-Pétersbourg (Russie).

**TULEU** (**Charles**), Ingénieur, 58, rue d'Hauteville, Paris, 10e.

**TURPAIN** (**Albert**), Professeur à la Faculté des Sciences, 95, rue de la Tranchée, à Poitiers (Vienne).

**TWYMANN** (**Frank**), Constructeur d'instruments pour les Sciences, 75 A, Camden Road, London N. W. (Angleterre).

**UCHARD** (**A.**), Chef d'escadron d'Artillerie, 33, rue Voltaire, à Brest (Finistère).

**UHLER** (**H.-S.**), Ph. D. Asst. Professor of Physics Yale University, New Haven Conn. (États-Unis).

**ULLMANN** (Mlle), Professeur au Lycée de jeunes filles, 10, rue des Écoles, Chambéry (Savoie).

**ULLMANN** (**Jacques**), Constructeur électricien, 16, boulevard Saint-Denis, Paris, 10e.

**UNIVERSITÉ DE SYDNEY**, Nouvelle-Galles du Sud (Australie).

**URBAIN** (**Georges**), Professeur à la Faculté des Sciences, 4, rue des Blagis, à Bourg-la-Reine (Seine).

**VAGNIEZ** (**Édouard**), 14, rue Lemercier, à Amiens (Somme).

**VAILLANT** (**Pierre**), Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble (Isère).

**VALBREUZE** (**Robert de**), Administrateur délégué des anciens Établissements Deberghe et Lefaye, 8, rue de Lévis, Paris, 17e.

**VAN DE VYVER-GRAU** (**L.-N.**), Dr ès sciences, Professeur à l'Université, 63, boulevard de la Citadelle, à Gand (Belgique).

**VANNI** (**Joseph**), Docteur en Physique, Doyen libre de l'École des Ingénieurs, Professeur et Directeur du Laboratoire de l'Institut supérieur militaire de radiotélégraphie, Via Sette Sale, 38, à Rome (Italie).

**VARENNE** (**de**), 7, rue de Médicis, Paris, 6e.

**VARIN** (l'abbé), Profr à l'École Saint-Sigisbert, à Nancy (Meurthe-et-Moselle).

**VARRET** (**René**), Ingénieur-électricien, Constructeur de machines électriques, 39, rue Rivay, à Levallois-Perret (Seine).

MM.

**VASSEUR** (**Alfred**), villa Les Primevères, à Beau-Soleil (Alpes-Maritimes).

**VAUGEOIS** (**Jean-Georges**), Ingénieur électricien, Fabricant d'accumulateurs, 20, rue du Congrès, à Asnières (Seine).

**VAUTIER** (**Théodore**), Professeur adjoint de Physique à la Faculté des Sciences, 30, quai Saint-Antoine, à Lyon (Rhône).

**VEILLON** (**Henri**), Docteur en Philosophie, Professeur à l'Université, 27, rue Euler, à Bâle (Suisse).

**VELTER** (**Pierre-Jules-Edmond**), Ingénieur des Arts et Manufactures, 44, avenue du Maine, Paris, 15e.

**VÉNOT** (Mlle **Anne-Marie-Marguerite**), Professeur agrégée des Sciences au Lycée de jeunes filles, 52, rue Molière, à Lyon (Rhône).

**VENTURINO VENTURINI**, Dr Ph. Assistente all' Istituto fisico R. Universita, Napoli (Italie .

**VERNIER** (**Camille**), Professeur de Physique au Collège de Beaume-les-Dames (Doubs).

**VERNIER** (**Victor**), Profr au Lycée, 44, rue Berlier, à Dijon (Côte-d'Or).

**VERNIER**, Maître Répétiteur au Lycée Louis-le-Grand, 123, rue Saint-Jacques, Paris, 5e.

**VERSCHAFFELT** (Mme), 4, avenue de la Floride, à Uccle (Belgique).

**VERSCHAFFELT** (**Jules-Émile**), Professeur à l'Université de Bruxelles, 4, avenue de la Floride, à Uccle (Belgique).

**VICENTINI** (**Giuseppe**), Profr de Physique à l'Université de Padoue (Italie).

**VIDAL** (**Gaston**), Professeur au Collège, 33, avenue Denfert-Rochereau, à Auxerre (Yonne).

**VIÉ** (**Frédéric**), Ingénieur, ancien Élève de l'École Polytechnique, à la distillerie Delanne, à Seclin (Nord).

**VIEILLE**, Membre de l'Institut, Directeur des Poudres et Salpêtres, 12, quai Henri IV, Paris, 4e.

**VIGNERON**, Étudiant à la Faculté des Sciences, 15, rue du Bac, Paris, 7e,

**VIGNON** (**Léo**), Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université, Institut de Chimie, rue de Béarn, à Lyon (Rhône).

**VIGUÉ** (**Georges**), Professeur au Lycée de Bar-le-Duc (Meuse).

**VIGUIER** (**Paul-Louis**), Professeur au Lycée, Villa des Lilas, Croix-du-Prince, à Pau (Basses-Pyrénées).

**VILLARD** (**P.**), Membre de l'Institut, 45, rue d'Ulm, Paris, 5e.

**VILLIERS** (**Antoine**), Professeur à l'École supérieure de Pharmacie, 31, rue d'Alésia, Paris, 14e.

**VILLIET** (**Paul**), Directeur des Tabacs, à la Manufacture des Tabacs, à Toulouse (Haute-Garonne).

**VINCENT**, Professeur au Lycée Saint-Louis, 26, rue de Staël, Paris, 15e.

**VINYCOMB** (**Thomas-Bernard**), M. A. Lecturer in Physics, Woolwich Polytechnic, à Woolwich (Angleterre).

**VIOLET** (**Léon**), 6, rue de l'Abbaye, Paris, 6e.

**VIOLLE**, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers, 89, boulevard Saint-Michel, Paris, 5e.

MM.

**VITTRANT**, Professeur de Physique au Collège Notre-Dame-de-Bon-Secours, Ore Place, Hastings (Angleterre).

**VLÈS** (**F.**), Préparateur à la Faculté des Sciences, 15, rue de Cluny, Paris, 5e.

**VOIGT** (**Woldemar**), Professeur à l'Université de Gœttingen (Allemagne).

**VOISENAT** (**Jules**), Ingénieur en chef des Télégraphes, 52, rue Berlier, à Dijon (Côte-d'Or).

**VOLTERRA** (**Vito**), Professeur de Physique mathématique à l'Université, via in Lucina, 17, à Rome (Italie).

**VOUILLEMIN**, Commandant au 58e Régiment d'Artillerie, 61, rue Leberthon, à Bordeaux (Gironde).

**VUILLET** (Mlle), Profr au Lycée de jeunes filles de Lons-le-Saunier (Jura).

**VUILLET** (**Eugène**), Professeur à l'École normale de Grenoble (Isère).

**WAALS** (**VAN DER**), Professeur à l'Université d'Amsterdam (Hollande).

**WACHSMUTH** (**Richard**), Prof. Dr Physikalisches Institut der Physikalischer Vereins, à Franckfurt-a.-Main (Allemagne).

**WAHA** (**de**), ancien Professeur de Physique, à Luxembourg (Grand-Duché de Luxembourg).

**WAIDNER** (**Chas.-W.**), Phil. Dr Associate Physic. Bureau of Standards, Washington D. C. (États-Unis).

**WALCKENAER** (**Charles**), Ingénieur en chef des Mines, Professeur à l'École des Ponts et Chaussées, 218, boulevard Saint-Germain, Paris, 7e.

**WALLERANT** (**F.**), Membre de l'Institut, Professeur à la Faculté des Sciences, 1, rue Victor-Cousin, Paris.

**WALLON** (**Étienne**), Professeur au Lycée Janson-de-Sailly, 65, rue de Prony, Paris, 17e.

**WATERMAN** (**Frank-Allan**), Professor of Physics, Smith College, Physical Laboratory, Northampton, Massachusetts (États-Unis).

**WATTEVILLE** (**C. de**), Dr ès sciences, 96, avenue Henri-Martin, Paris, 16e.

**WEIL** (**Albert**), Docteur, 21, rue d'Édimbourg, Paris, 8e.

**WEINBERG** (**Boris**), Professeur de Physique à l'Institut technologique, à Tomsk (Sibérie).

**WEISS** (Dr **Georges**), Ingénieur des Ponts et Chaussées, Membre de l'Académie de Médecine, Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine, 20, avenue Jules-Janin, Paris, 16e.

**WEISS** (**Pierre**), Professeur à l'École Polytechnique Regi Strasse 14, à Zurich (Suisse).

**WEISSMANN** (**Gustave**), Ingénieur des Constructions civiles E.C.P., 47, rue de Boulainvilliers, Paris, 16e.

**WENGLER** (**Michel**), Docteur ès sciences, Professeur de Physique au Gymnase, à Echternach (Grand-Duché de Luxembourg).

**WENNER** (**Frank**), Ph. Dr, Assistant Physicist Bureau of Standards, Washington, D. C. (États-Unis).

**WERLEIN** (**Ivan**), Constructeur d'instruments d'Optique, 17, rue de Tournon, Paris, 6e.

MM.

**WERTHEIM SALOMONSON** (**I.-K.-A.**), Professeur de Neuropathologie et d'Électrothérapie à l'Université, 43, Vonaelstraat, à Amsterdam (Hollande).

**WEYHER**, Ingénieur, Administrateur-Directeur de la Société centrale de Construction de Machines, 36, rue Ampère, Paris, 17^e^.

**WHIPPLE** (**Robert-Stewart**), The Cambridge Scientific instrument Company, Limited, Chesterton Road, Cambridge (Angleterre).

**WHITEHEAD** (**John-B.**), Ph. D^r^ John Hopkins University, Baltimore, Maryland (États-Unis).

**WIEDEMANN** (**Eilhard**), Professeur de Physique, à Erlangen (Allemagne).

**WILLIAMS**, Libraire, 14, Henrietta Street, Covent Garden, Londres W. C. (Angleterre).

**WILLOT** (**A.**), 3, rue des Augustins, à Enghien (Belgique).

**WIND** (**C.-H.**), Docteur Prof^r^ de Physique mathématique et de Mécanique théorique à l'Université d'Utrecht (Hollande).

**WITKOWSKI** (**Auguste**), Professeur de Physique, Laboratoire de Physique de l'Université de Cracovie (Autriche).

**WITZ** (**Aimé**), Correspondant de l'Institut, Ingénieur civil, Professeur aux Facultés catholiques, 29, rue d'Antin, à Lille (Nord).

**WOGAU** (**Max von**), D^r^ Phil. Kurfurs tendanum 58, Berlin W. (Allemagne).

**WOLCOTT** (**Edson-Ray**), General manager, of the Care of the Rankin Chemical Reduction C°, Consulting Engineer, 623-108, La Salle Street St., Chicago, Ill. (États-Unis).

**WOLF** (**Charles**), Membre de l'Institut, Astronome honoraire de l'Observatoire, Prof. honoraire à la Faculté des Sciences, à Braine-sur-Vesle (Aisne).

**WOLFF** (D^r^ **Edmond**), Professeur à l'École de Médecine, 52, rue Bernard-Palissy, à Tours (Indre-et-Loire).

**WOOLWICH POLYTECHNIC** (**The**), à Woolwich (Angleterre).

**WOULFF** (**Georges**), Professeur de Minéralogie à l'Université, rue Aliasnickaya, n° 24. Log. 85, à Moscou (Russie).

**WRYHT** (**Arthur**), Ingénieur électricien, 3, Addison Road Kensington, Londres W (Angleterre).

**WUILLEUMIER** (**H.**), Docteur ès sciences, Ingénieur, 46, rue Lepic, Paris, 18^e^.

**WULF** (**Th.**), Professeur de Physique, Collège St-Ignace, Valkenburg, Limburg (Hollande).

**WYROUBOFF** (**G.**), Professeur au Collège de France, 20, rue Lacépède, Paris, 5^e^.

**YESARES BLANCO** (**Ricardo**), Ingénieur électricien, Almansa, 16, Hôtel, à Madrid (Espagne).

**YOUNÈS** (**René**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Ingénieur adjoint à l'Ingénieur en chef, Chemin de fer du Yunnan, par Laokay (Tonkin).

**YVON** (**P.**), Membre de l'Académie de Médecine, 26, avenue de l'Observatoire, Paris, 14^e^.

MM.

**ZALACOSTAS** (**Pierre-N.**), Directeur du Laboratoire de Chimie au Ministère des Finances, 15, rue d'Adrien, à Athènes (Grèce).

**ZALCE** (**Ramon-N.**), Photographe, 2, calle de Jazminez, 15, apartado posta n° 75, Morelia (Mexique).

**ZAREMBA** (**Stanislas**), Professeur à l'Université et Correspondant de l'Académie des Sciences de Cracovie, rue Biskupia, 5, à Cracovie (Autriche).

**ZEEMAN**, Professeur à l'Université, 158, Stadhouderstrase, à Amsterdam (Hollande).

**ZEGERS** (**Louis-L.**), Ingénieur des Mines du Chili, 1262, Augustinas, à Santiago (Chili).

**ZEMPLÉN** (**Gy¨zo**), Docteur ès sciences, Professeur agrégé à l'Université, VIII Esterhazy utca 3, à Budapest (Hongrie).

**ZERVOS** (**Paniotis**), Professeur agrégé de l'Université, rue Ipiros, 44^A, à Athènes (Grèce).

**ZETTER** (**Charles**), Ingénieur des Arts et Manufactures, Directeur de la Compagnie française d'appareillage électrique, 16, rue Montgolfier, Paris, 3^e.

**ZIKENDRAHT** (D^r **Hans**), Assistant à l'Institut de Physique, 31, Birmamgasse, à Bâle (Suisse).

**ZILOFF** (**Pierre**), Professeur de Physique à l'Université, 9, rue Nicolas, à Kieff (Russie).

**ZIMMERN** (**A.**), D^r, Professeur agrégé à la Faculté de Médecine, 19, rue Bassano, Paris, 16^e.

**ZIVY** (**Louis**), Professeur au Lycée de Douai (Nord).

Mars 1911.

---

*Prière d'adresser les rectifications et changements d'adresse a M. A. Sandoz, agent général de la Société*, 5, *rue de la Santé, Paris* (13^e).

46289 Paris. — Imprimerie GAUTHIER-VILLARS, quai des Grands-Augustins.

